P. Osterman.

1973.

Aufbau des Elektronenleiterspektrometers SULEIKA und Messung des Konversionselektronenspektrums der Reaktion $^{123}Te(n,e^-)^{124}Te$.

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
Peter Osterman
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, 1973

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereiches Physik
der Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main.

Dekan:	Prof. W. Jung
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Stelzer
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. Th. W. Elze

UNIV. LEIDEN BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Mai 1973

Inhalt

	Seite
A. Einleitung	1
B. Das Spektrometer SULEIKA	2
1) Anforderungen an ein ß - Spektrometer	2
2) Beschreibung von SULEIKA	5
a) Der Kryostat	5
b) Aufbau des Spektrometers am FRM	8
c) Die elektrischen Geräte	10
d) Peaknachweiswahrscheinlichkeit	11
e) Vergleich verschiedener Spektrometer	17
3) Messung von Elektron - Positron - Paaren	19
C. Der Kern ^{124}Te	20
1) Überblick über bisherige Arbeiten	20
2) Voraussagen verschiedener Modelle	22
a) Definitionen	22
b) Nilsson - Modell	23
c) Alaga - Modell	25
d) Pairing - Plus - Quadrupole - Modell	25
e) Phänomenologisches Kollektivmodell	26
3) EO - Übergänge und Verzweigungsverhältnisse	26
a) Grundlagen	26
b) Sphärische Kerne	29
c) Deformierte Kerne	30
D. Die Analyse der Spektren	31
1) Untergrundbestimmung	31
a) Targetverunreinigungen	31
b) Messungen mit einem ^{208}Pb - Konverter	33
2) Auswertung der Konversionselektronenspektren	34
a) Energiebestimmung	34
b) Bestimmung der Intensitäten	37
c) Berechnung der Konversionskoeffizienten	40
d) Einordnung der Linien in das Niveauschema	42
3) Messung des Paarspektrums	44
4) Diskussion des Niveauschemas	45
E. Anhang : Das Computerprogramm TRAM	63
F. Zusammenfassung	70
G. Literaturverzeichnis	72

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523706_0036

A. Einleitung

Die Messung von Konversionselektronen nach Neutroneneinfang ist seit der Entdeckung dieses Prozesses im Jahre 1938 in ständiger Verfeinerung der Nachweismethoden zu einem wirkungsvollen Instrument bei der Aufklärung der Niveauschemata der Kerne und darüber hinaus zur Untersuchung der Kernstruktur geworden. Durch präzise Bestimmung der Energie der Elektronen und durch Heranziehen ergänzender Messungen, wobei der Messung der emittierten γ-Strahlung besondere Bedeutung zukommt, kann oft ein Großteil des Termschemas eines Kerns durch die Angabe von Spin, Parität und Energie der Zustände festgelegt werden. Dabei wird die Abhängigkeit des Koeffizienten der inneren Konversion

$$\alpha = \frac{\text{Elektronenintensität}}{\gamma\text{-Intensität}}$$

von der Multipolordnung des elektromagnetischen Übergangs zwischen zwei Kernzuständen ausgenutzt bzw. die von der Multipolordnung abhängigen Schalen- und Unterschalenverhältnisse der Elektronenintensitäten. T.v.Egidy /1,2/ gibt einen eindrucksvollen Überblick über die historische Entwicklung dieses Zweiges der experimentellen Kernphysik. Konversionskoeffizienten sind außer bei stark behinderten Übergängen unabhängig von der Kernstruktur /3/ ("no penetration model"); durch eine genügend genaue Bestimmung des Konversionskoeffizienten eines Übergangs kann jedoch auf eine eventuell vorhandene Multipolmischung geschlossen werden. Die Kenntnis der Mischungsverhältnisse ist für den Vergleich von gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnissen mit Modellvoraussagen unerläßlich.

Eine noch direktere Möglichkeit, durch Messung von Konversionselektronen Voraussagen verschiedener Modelle zu testen, bieten die EO-Übergänge zwischen Zuständen mit Spin 0 und gleicher Parität (bzw. die EO-Beimischungen bei gleichem Spin und gleicher Parität von Anfangs- und Endzustand), die nur durch Emission eines Konversionselektrons

(im Falle $\Delta E > 2m_0c^2$ auch durch innere Paarbildung) möglich sind. Die Übergangswahrscheinlichkeiten dieser "penetration"-Effekte sind von den Wellenfunktionen der beteiligten Kernzustände abhängig. /4/.
Das Interesse an der Spektroskopie von Konversionselektronen wird in Zukunft sicher weiter wachsen, wenn bei Schwerionenexperimenten mit steigender Kernladungszahl die Elektronen näher am Kern gebunden sind und mit diesem verstärkt wechselwirken können.
Eine weitere Zerfallsart angeregter Kernzustände mit Anregungsenergien $\geq 2m_0c^2$ ist die innere Paarbildung, bei der ein Elektron - Positron - Paar emittiert wird. Theoretisch ist dieser Prozess weitaus weniger intensiv erforscht als die innere Konversion, und für den Koeffizienten der inneren Paarbildung stehen nur Näherungsrechnungen zur Verfügung, die bei gegebenen experimentellen Bedingungen mehr oder weniger Gültigkeit besitzen. /5/.
In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, die erwähnten Möglichkeiten der Messung und Interpretation von Konversionselektronen und Elektron - Positron - Paaren nach Neutroneneinfang im Kern ^{123}Te auszunutzen und so neue Erkenntnis über das Nuklid ^{124}Te zu sammeln.
Die Messungen wurden mit dem Elektronenspektrometer SULEIKA durchgeführt, das im Rahmen dieser Arbeit entstand und im folgenden Kapitel beschrieben wird. Der Aufbau des Spektrometers erfolgte auf Anregung und unter Mitarbeit von M.Waldschmidt, der die Abstände der Detektoren von der Quelle (s.u.) sowie die Feldstärke und deren Homogenität aufgrund von Vorversuchen festlegte; die Konstruktion des Spektrometers lag in den Händen der Fa. Siemens, Erlangen.

B. Das Spektrometer SULEIKA.

1) Anforderungen an ein ß-Spektrometer.

Ein ß-Spektrometer zur Beobachtung von Konversionselektronen nach Neutroneneinfang dient vorwiegend der experimentellen Erfassung zweier Größen:

a) Die kinetische Energie der Elektronen soll mit möglichst

kleinem Fehler meßbar sein.

b) Aus den gemessenen Spektren sollen die Intensitäten der Linien möglichst genau bestimmt werden können.

Aus diesen Aufgaben ergeben sich mehrere Anforderungen an die Eigenschaften eines Spektrometers und diese umso dringlicher, je kleiner der Einfangsquerschnitt des Targetisotops und der Fluß thermischer Neutronen am Ort des Targets sind. Das Spektrometer muß eine möglichst große Empfindlichkeit besitzen, d.h. es muß

a) einen möglichst großen Bruchteil der vom Target ausgehenden Konversionselektronen auf den Detektor sammeln,

b) an seinem Standort eine geringe Untergrundzählrate nachweisen und

c) ein gutes Auflösungsvermögen für die Linien des Energiespektrums besitzen. Für die Nachweisgrenze der Intensität einer Linie gilt:

$$\frac{H}{2} \geq \sqrt{U}$$

wobei H die Linienhöhe über der mittleren Untergrundzählrate U ist.

Um diese Forderungen zu erfüllen, sind die verschiedensten Anordnungen gebaut und in der Literatur beschrieben worden (s.z.B. /6/). Bei der Mehrzahl dieser Spektrometer werden die Elektronen durch elektrische oder magnetische Felder verschiedener Formen auf Detektoren oder Photoplatten fokussiert. Dabei wird die Dispersionswirkung der gewählten Feldkonfiguration bezüglich der Energie bzw. des Impulses zur Separation der Elektronenenergien ausgenutzt. Die Untergrundunterdrückung kann durch Abschirmungen oder Koinzidenzschaltungen geschehen. Den dispersiven Verfahren ist jedoch ein Nachteil gemeinsam: Die Abmessungen der Elektronenquelle und damit die Quellstärke, der erfaßbare Raumwinkelund die erreichbare Linienauflösung stehen in Relation zueinander derart, daß das eine nur auf Kosten des andern verbessert werden kann.

Ein weiterer Nachteil besteht bei vielen dieser Spektrometer darin, daß nicht mehrere oder nur wenige Punkte eines Spektrums gleichzeitig gemessen werden können. (Spektro-

meter mit Photoplatten bilden hiervon eine Ausnahme, besitzen jedoch den Nachteil einer ungenauen Intensitätsauswertung.) Durch Zählerbänke und ortsempfindliche Zähler versucht man hier Abhilfe zu schaffen. Um den Informationsgehalt I einer über eine gewisse Zeit laufenden Messung zu kennzeichnen, muß daher noch die "Kanalzahl" K der mit dem Spektrometer gleichzeitig meßbaren Punkte eines Spektrums berücksichtigt werden. Da sich die statistische Genauigkeit einer Messung nur mit der Wurzel aus der Meßzeit verbessert, erscheint folgende Proportionalität sinnvoll:

$$I \sim \sqrt{K} \qquad (B.1.1).$$

Im Hinblick auf die Größe I erscheinen Spektrometer von Vorteil, bei denen die Energiemessung der Elektronen nicht über die Dispersion eines elektromagnetischen Feldes sondern durch die energieabhängige Impulshöhe eines Halbleiterdetektors in Verbindung mit einem Vielkanalanalysator erfolgt. Das Energieauflösungsvermögen ist dabei unabhängig von den Targetabmessungen und wird nur durch die Güte des verwendeten Halbleiterzählers und die Dicke der Quelle bestimmt. Due Effektivität dieser nichtdispersiven Spektrometer steigt mit der Größe des Energieintervalls und des Raumwinkels, innerhalb dessen die Elektronen auf den Detektor treffen und totalabsorbiert werden.

Das einfachste Verfahren, das das Gewünschte leistet, ist die direkte Bestrahlung eines Detektors mit den Elektronen der Quelle. Hierbei ist der vom Detektor erfaßte Raumwinkel unabhängig von der Energie, die Untergrundstrahlung (β^--, β^+-, γ-Strahlung, n, p etc. bei Kernreaktionen) muß geeignet unterdrückt werden. Hansen /7/ und Ishii /8/ benutzen hierzu die Röntgenquant-Konversionselektronen-Koinzidenz, Boneau /9/ die β^- e^- -Koinzidenz. Bei sog. Elektronenleiterspektrometern, zu denen auch das Spektrometer SULEIKA gehört, kann der Halbleiterzähler in einiger Entfernung von der Elektronenquelle angebracht werden, ein magnetisches, seltener ein elektrisches Feld dient zur Sammlung und Führung der Elektronen zum Zähler. Durch Einfügen von Blenden geeigneter Form und durch den Abstand zwischen Quelle und Detektor kann ein Teil der den Untergrund verursachenden

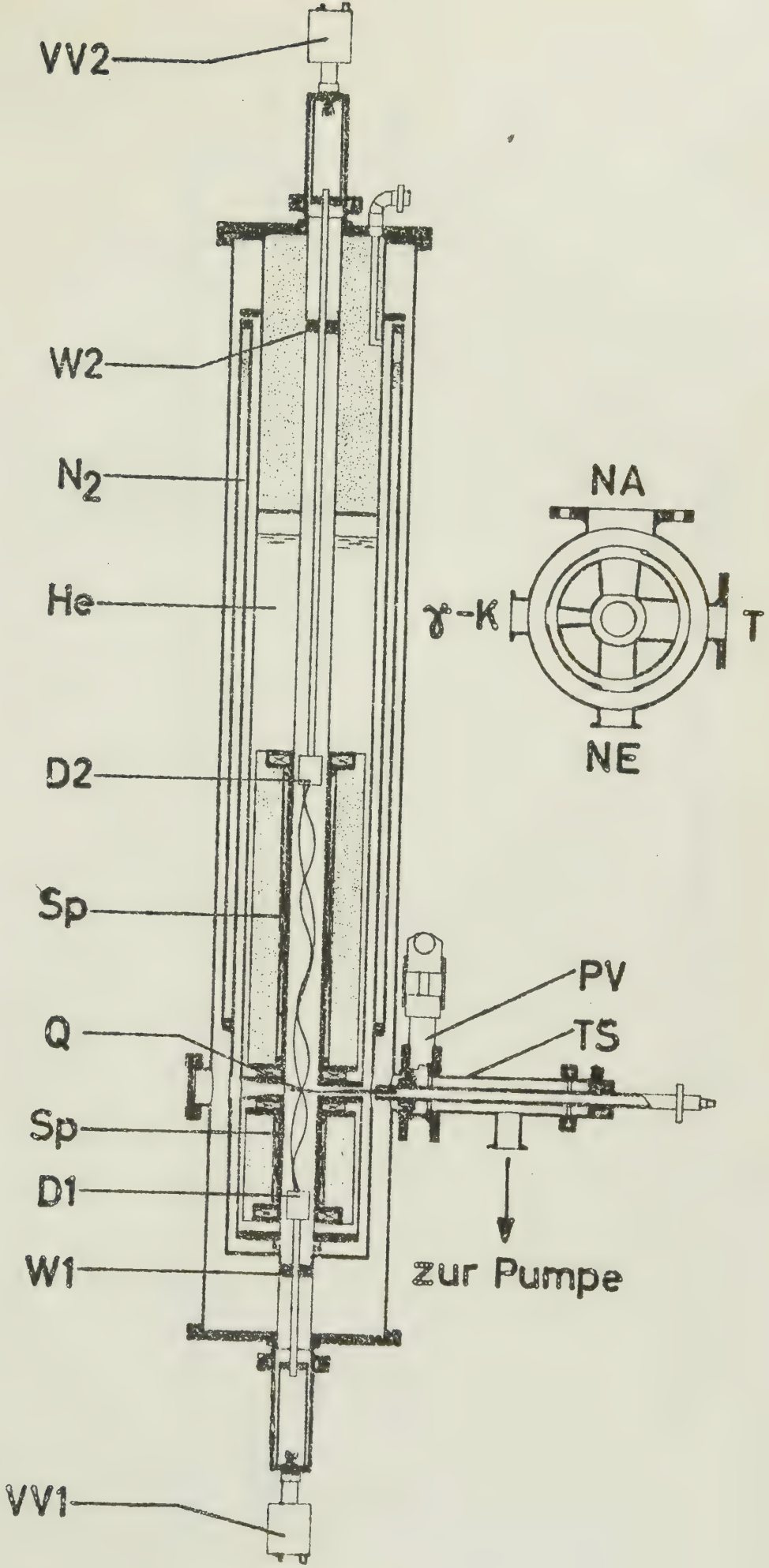


Abb.1. Das Konversionselektronenspektrometer SULEIKA.

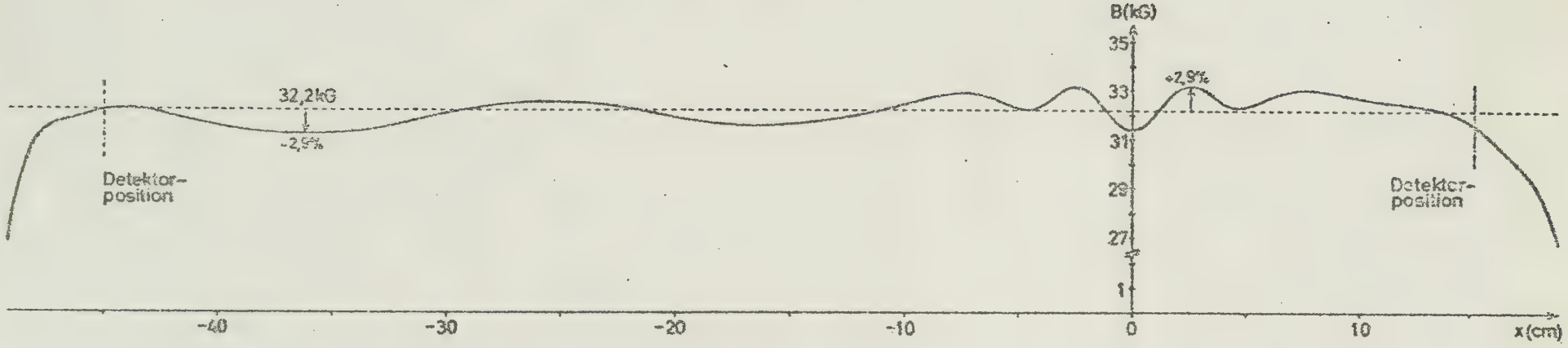


Abb.2. Der Verlauf der Feldstärke auf der Spulenachse.

Strahlung unterdrückt werden, während die Anordnung eine hohe Transmission für Elektronen besitzt. Die Transmission, das Verhältnis der Zahl der Elektronen einer Energie E, die in der Zeiteinheit auf den Detektor treffen, zur Zahl der in der gleichen Zeit von der Quelle emittierten, ist eine Funktion der magnetischen Induktion B, der Energie E und der Geometrie der Anordnung.
Elektronenleiterspektrometer sind in der Literatur beschrieben worden und wurden eingesetzt zur Messung von Konversionselektronen bei Beschleunigerexperimenten /10 - 13/, nach Einfang thermischer Neutronen /14/ und von radioaktiven Präparaten /15, 16/.

2) Beschreibung von SULEIKA.

a) Der Kryostat.

Das Spektrometer SULEIKA (SUpraLEItender Konversionselektronen-Analysator) /17 - 20/ ist in Abb.1 dargestellt. Dieses Spektrometer ist speziell dazu konstruiert worden, Konversionselektronen nach Neutroneneinfang nachzuweisen. Zur Leitung der Elektronen vom Target Q, das einem kollimierten Neutronenstrahl ausgesetzt werden kann, zu den Detektoren D1 und D2 dient ein quasihomogenes ($\pm$2,9% Inhomogenität) Magnetfeld mit einer maximalen Induktion B von 35 kG auf der Achse des Spektrometers. Die Variation der magnetischen Induktion entlang der Spulenachse ist in Abb.2 dargestellt, sie wurde mit einer Hallsonde gemessen.
Das Feld wird erzeugt durch zwei hintereinandergeschaltete, aus supraleitendem Nb-Ti multicore Draht gewickelten Solenoiden Sp mit je zwei Korrekturspulen an den Enden. Die vom Target in verschiedene Richtungen emittierten Elektronen beschreiben im Magnetfeld Spiralbahnen, deren Durchmesser bei dieser Feldstärke selbst für große Elektronenenergien nur einige Millimeter betragen (s. Abb. II im Anhang).
Die Achsen der Spiralbahnen verlaufen in Richtung der Feldlinien.
Die beiden Detektoren (Si(Li)-KeVex Kits mit aktiven Flächen von wahlweise 110 mm^2 und 200 mm^2 und Drifttiefen von 3mm bzw. 5 mm) sitzen 15 cm (D1) und 45 cm (D2) vom Target

entfernt auf kupfernen Haltestangen, die von oben und unten in das Spektrometer hineinragen, und sind der maximalen Feldstärke ausgesetzt. Mit W1 und W2 sind Wärmekontakte bezeichnet, die die Temperatur der Detektoren auf den zu ihrem Betrieb notwendigen Wert von 78°K bringen sollen. Wie sich jedoch herausgestellt hat, sind sie überflüssig, da die Detektoren in der auf 4,2°K befindlichen Umgebung eine Temperatur erreichen, die einen Betrieb mit den vom Hersteller garantierten Eigenschaften (Auflösungsvermögen, Spannungsfestigkeit) erlaubt. Mit Hilfe eines NTC-Widerstandes kann die Temperatur der Detektoren grob überwacht werden, was besonders für den Ausbau der Detektoren nach Warmfahren des Spektrometers von Vorteil ist. VV1 und VV2 sind Vorverstärker, deren erste Stufen direkt hinter den Si(Li)-Kristallen mit im Kryostaten sitzen und ebenfalls gekühlt werden. Daß die beiden Detektoren im Bereich der maximalen Feldstärke arbeiten, beeinflußt weder die Pulshöhe noch das Energieauflösungsvermögen, wie das Konversionselektronenspektrum eines ^{207}Bi Präparats, das bei zwei sich um den Faktor 10 unterscheidenden Feldstärken mit dem Detektor D2 aufgenommen wurde (Abb.3) zeigt.

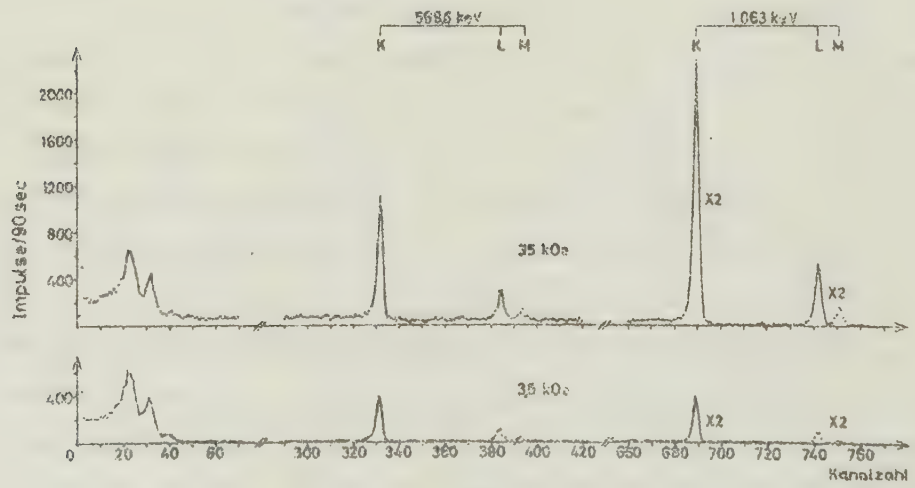


Abb.3. Das Impulshöhenspektrum von ^{207}Bi.

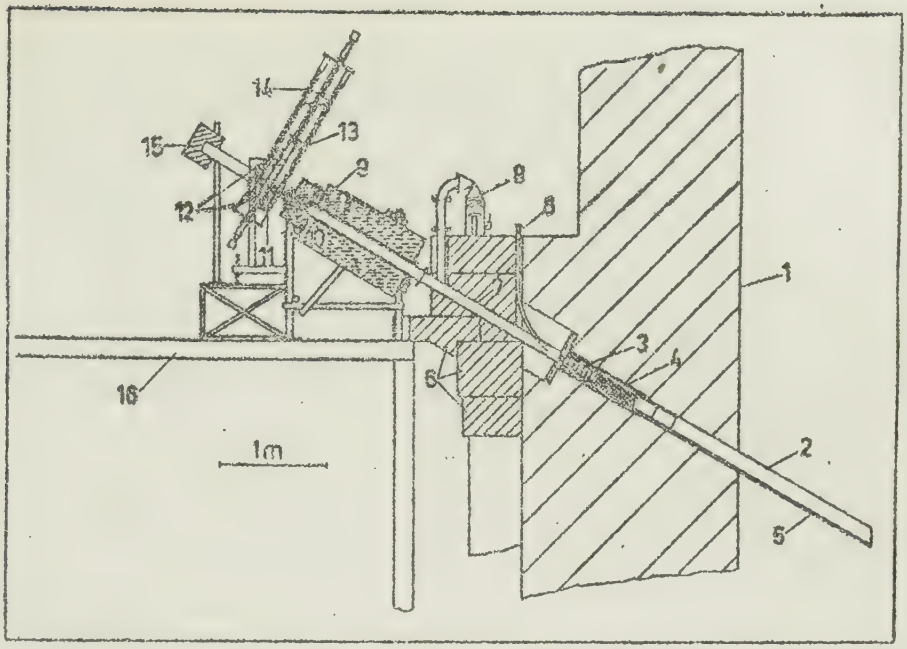
Dieses Verhalten eines Si(Li)-Detektors in einem in Richtung

der elektrischen Feldlinien verlaufenden magnetischen Feld deckt sich mit den Beobachtungen von Byrne et al. /21/, die bei einer Detektortemperatur von $0^{o}C$ gemacht wurden.
Durch die Abstände der Detektoren vom Target fallen zwei wesentliche Quellen von störendem Untergrund kaum mehr ins Gewicht: Schnelle Neutronen, die am Target gestreut werden und von denen ca. 10^{8} einen Halbleiterdetektor zerstören, und vom Target emittierte oder gestreute γ-Strahlung, die im Zähler Comptonelektronen auslösen kann, werden wegen der kleinen Raumwinkel ($\Omega(D1)/4\pi = 4{,}9\cdot10^{-3}$; $\Omega(D2)/4\pi = 5{,}4\cdot10^{-4}$ für 110 mm^{2} Zählfläche) stark unterdrückt. Der in Abb. 3 wiedergegebene Untergrund beruht hauptsächlich auf der Rückstreuung der Elektronen aus dem Detektormaterial. Als Untergrundstrahlung nicht zu reduzieren sind Compton- und Photoelektronen, die durch γ- Strahlung im Target ausgelöst werden, da sie mit derselben Transmission zu den Detektoren geleitet werden wie die Konversionselektronen, sowie der allgemeine Hallenuntergrund. Eine Messung der Untergrundlinien wird in Kapitel D beschrieben.
Um den supraleitenden Zustand des Spulenmaterials zu erreichen ($T_{Sp}=11^{o}K$), befinden sich die Spulen in einem Heliumbad ($T=4{,}2^{o}K$) mit einer Kapazität von ~ 8 l Flüssigkeit. Zur Vermeidung von totem Volumen sind sie mit Verdrängungskörpern kleiner Wärmekapazität umgeben. Das Heliumbad ist von einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Strahlungsschild N_2 umgeben, das wiederum mit Superisolationsfolie umwickelt ist; die Außenwand des Kryostaten bildet ein Stahlmantel. Die Räume zwischen Kryostatenwand, Strahlungsschild, Heliumbad und das Arbeitsvolumen des Spektrometers sind miteinander verbunden und stehen unter Hochvakuum, das im Betrieb durch die Cryopumpwirkung des flüssigen Heliums aufrechterhalten wird. Durch ein Plattenventil (nicht gezeichnet) kann die zur Vorevakuierung notwendige Pumpe abgetrennt werden.
Mit Hilfe einer Targetschleuse TS kann die Quelle Q ausgewechselt werden, während sich die Spulen im supraleitenden Zustand befinden und erregt sind. Eine Probe kann so innerhalb weniger Minuten gegen eine andere ausgetauscht werden,

ohne daß der Kryostat warmgefahren werden muß. Dies ist von Vorteil, wenn Präparate mit kurzen Halbwertszeiten gemessen oder Eichquellen eingesetzt werden sollen.
Der Neutronenstrahl kann in Höhe des Targets durch das Spektrometer treten (s. die Querschnittzeichnung in Abb.1).
NE und NA bezeichnen die Ein- bzw. Austrittsöffnung für den Neutronenstrahl in der Kryostatenwand, das Strahlungsschild besitzt ebenfalls zwei Öffnungen; durch das Heliumbad führt ein Kanal zwischen den beiden Spulen hindurch.
An die mit T bezeichnete Öffnung wird die Targetschleuse angesetzt. Der mit γ-K gekennzeichnete Kanal kann zur Messung der γ-Strahlung , die vom Target emittiert wird, oder zur Beobachtung des Targets während der Messung dienen. Zum Nachweis der γ-Strahlung wird jedoch zweckmäßigerweise ein Ge(Li)-Detektor anstelle des Detektors D1 in das Spektrometer eingesetzt, Messungen an ^{200}Hg brachten hier gute Erfolge /20/.

b) Aufbau des Spektrometers am FRM.

Das Spektrometer wurde am Strahlrohr FS des Forschungsreaktors München (FRM) aufgestellt, die Abb. 4a und 4b zeigen den Aufbau /19/.
Das Strahlrohr FS ist um 30° gegen die Horizontale geneigt, sodaß das Spektrometer um diesen Winkel gekippt werden mußte, was bei der Konstruktion des Kryostaten berücksichtigt wurde. Es ist mit einem 40 cm langen mit flüssigem Stickstoff kühlbaren Bi-Filter zur Absorption von γ-Strahlung und zur Reduktion des Flusses der schnellen Neutronen ausgerüstet. Bei Kühlung des Filters erhöht sich der Fluß an thermischen Neutronen um den Faktor 2, Abb5 zeigt den zeitlichen Anstieg des Neutronenflusses bei Kühlung (Kurve a, START bedeutet den Beginn der Kühlung), sowie seinen Abfall (Kurve b) nach dem Ende des letzten Auffüllens bei t = 0.
Mit Hilfe der experimentell bestimmten Transmission des Spektrometers (s.u.) wurde der Fluß der thermischen Neutronen bei gekühltem Filter zu $1{,}28 \cdot 10^{7}$ n/sec·cm^2 am Ort des Targets gemessen.



Experimenteller Aufbau des Spektrometers SULEIKA am Forschungsreaktor München. *1* Reaktorwand, *2* Strahlrohr, *3* Eisenblenden, *4* Wismutfilter, (*5* Rohrpostanlage), *6* Betonsteinabschirmung, *7* Strahlrohraufsatz, *8* Vakuumpumpsystem, *9* Borwassertank für das Grobkollimatorrohr *10*, *11* Target, *12* Silizium- (Lithium-) Detektoren, *13* supraleitende Spulen, *14* Heliumkryostat, *15* Strahlfänger, *16* Aluminiumplattform

Abb. 4a

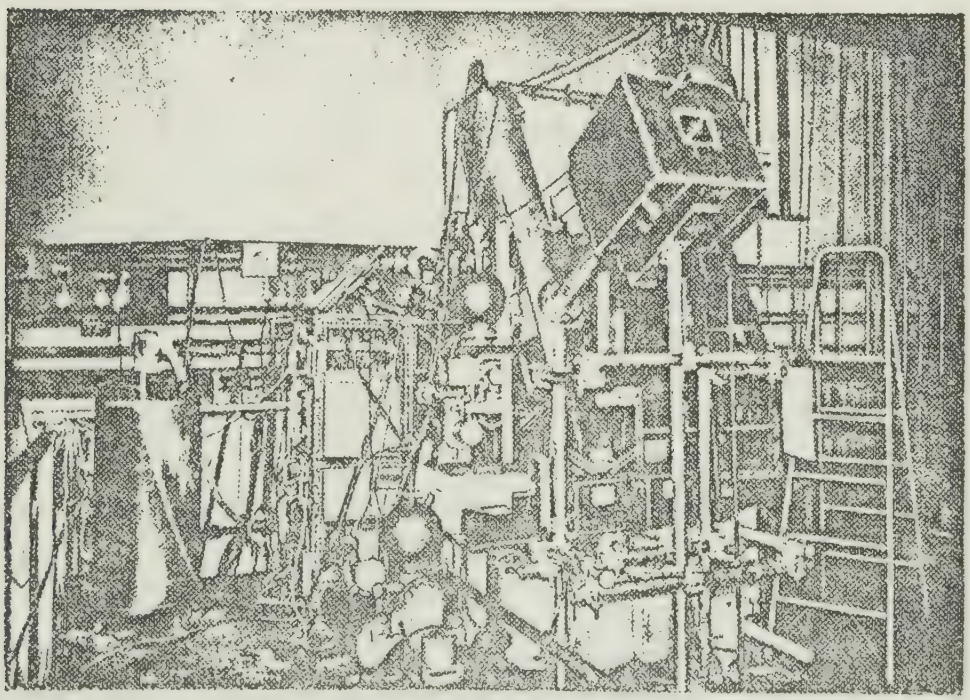


Abb. 4b. Gesamtansicht des Aufbaus am FRM.

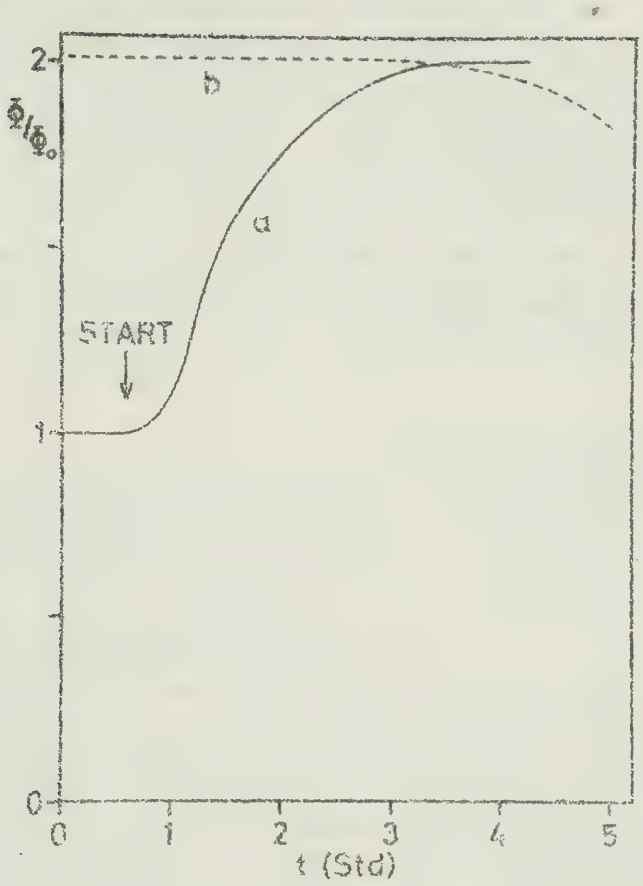


Abb. 5. Der Anstieg des Neutronenflusses bei Filterkühlung.

Das Nachfüllen von fl. N_2 geschieht mit Hilfe einer elektronischen Schaltuhr. Sie öffnet in einem vorwählbaren Rhythmus ein Ventil für Druckluft, mit der flüssiger Stickstoff aus einem Vorratsgefäß (s.Abb. 4b, links) in den Filterkryostaten gedrückt wird. Ein in einem Überlaufgefäß befindlicher NTC-Widerstand bewirkt nach Austritt von fl. N_2 das Schließen des Ventils.

Hinter dem Bi-Filter tritt der Neutronenstrahl durch ein dünnes Glasfenster in ein Grobkollimatorrohr ein, das durch eine Tonne führt, die mit in Wasser gelöster Borsäure gefüllt ist. Das Rohr kann zur Unterbrechung des Neutronenstrahls ebenfalls mit Wasser gefüllt werden. Am Ende des Grobkollimatorrohres ist der Feinkollimator eingeschoben. Er besteht aus einem Aluminiumrohr, in das Blenden in Form von PVC- und Bi-Zylindern eingesetzt sind. Sie besitzen

rechteckige Bohrungen, deren Querschnittsflächen sich von einem Zylinder zum nächsten verringern, sodaß ein quasikonischer Kollimatorkanal entsteht, dessen Öffnungswinkel so gewählt ist, daß die gesamte strahlende Fläche des Strahlrohrbodens ausgenutzt wird, die Neutronen jedoch die Wände im Innern des Spektrometers nicht treffen. Nach Durchtritt durch das Spektrometer werden die Neutronen in einem Strahlfänger absorbiert.

c) Die elektrischen Geräte.

Die zur Durchführung von Experimenten notwendigen elektrischen Geräte gliedern sich in zwei Gruppen. Die der ersten dienen zur Versorgung und Überwachung des Spektrometers: ein wassergekühltes Gleichstromversorgungsgerät, ein Kühlmittelüberwachungsgerät zur Kontrolle der Temperatur des Spektrometers und zur Steuerung der automatischen Heliumnachfüllung, sowie Ölrotationspumpen mit Vakuummeßgeräten. Die Nachfüllung von fl. He geschieht auf ähnliche Weise wie beim Bi-Filter mit dem Unterschied, daß keine Schaltuhr sondern eine Sonde mit Kohlewiderständen bei Unterschreiten des Niveaus des He-Bades unter eine zulässige Grenze das Öffnen eines Magnetventils veranlaßt, sodaß He-Gas aus einer Druckflasche in die Vorratskanne strömen und Flüssigkeit über einen doppelwandigen Heber in den Kryostaten drücken kann. Beim Erreichen der oberen Füllgrenze veranlaßt die Sonde das Schließen des Magnetventils, eine Verzögerungsschaltung, die nachträglich eingebaut wurde, verhindert das Ansprechen der Sonde auf Flüssigkeitsspritzer. Das während des Betriebes, besonders aber beim Kaltfahren und Nachfüllen in großen Mengen entstehende He-Abgas wird elektrisch aufgeheizt, bevor es über eine Gasuhr einem Rückgewinnungssystem zugeleitet wird.
Die zweite Gruppe umfaßt die Meßelektronik, deren Aufbau bei den vorliegenden Messungen sehr einfach ist. Die von der Einheit Si(Li)-Kristall + FET (KeVex Kit) abgegebenen Impulse wurden zum Vorverstärker (KeVex Modell 2000) und von da zum Hauptverstärker (Ortec Modell 450) geleitet. Zur Erzielung optimaler elektronischer Auflösung wurde der

Hauptverstärker durch pole-zero-cancellation an die Zeitkonstanten der Vorverstärker angepaßt. Als Vielkanalanalysatoren dienten ein TMC 1024 -Kanaler (Modell 1001) und ein Nuclear Data 4096 -Kanaler (Modell 2200), die Ausgabe geschah über einen Drucker bzw. über einen Lochstreifenstanzer.
Zur elektronischen Ausrüstung gehörten weiterhin ein Oszillograph, die Hochspannungsversorgung der Detektoren und ein Präzisionsdekadenpulser.
Die Meßelektronik wurde in ca. 7m Entfernung vom Spektrometer aufgestellt, da die Vielkanalanalysatoren durch das magnetische Streufeld beeinflußt wurden, wenn sie in der Nähe des Spektrometers standen.

d) Peaknachweiswahrscheinlichkeit.

Wie in Abschnitt B.1) ausgeführt, ist der vom Detektor erfaßte Raumwinkel bezüglich der vom Target emittierten Elektronenstrahlung eine wichtige Kenngröße für ein B-Spektrometer. Sie ist jedoch nur dann signifikant, wenn jedes Konversionselektron, das den Detektor trifft, an der Stelle im Spektrum registriert wird, die seiner Energie entspricht. Dies ist bei den meisten magnetischen Spektrometern der Fall, die mit Zählrohren ausgerüstet sind, welche das Elektron nur nachweisen, nicht aber seine Energie bestimmen. Werden Halbleiterzähler zur Energiebestimmung benutzt, so wird ein erheblicher Anteil der monoenergetischen Elektronen, die den Detektor treffen, nicht im Peak des Spektrums nachgewiesen, sondern verursacht einen niederenergetischen Schwanz der Linie. Die unvollständige Energieabgabe rührt von der Rückstreuung der Elektronen aus dem Detektormaterial sowie von Bremsstrahlungsverlusten her und ist abhängig vom Einfallswinkel der Elektronen, jedoch unabhängig von der Elektronenenergie /22/. Ein weiterer Anteil des niederenergetischen Schwanzes rührt von Energiestraggling im Target her und ist damit von dessen Massenbelegung abhängig.
Für das Spektrometer SULEIKA wurde die Peaknachweiswahrscheinlichkeit (PNW) definiert als Bruchteil der Elektronen

der von den in 2π emittierten monoenergetischen Elektronen im Peak des Spektrums nachgewiesen wird, multipliziert mit dem Verhältnis der Detektorfläche zur Fläche der Elektronenquelle.

Das Computerprogramm TRAM, das im Anhang genauer erläutert wird, erlaubt die Berechnung der PNW für kreisförmige Flächenquellen, die bei den vorliegenden Messungen ausschließlich verwendet wurden. Zwei Effekte, die die PNW begrenzen, wurden im Programm berücksichtigt:

a) Der magnetische Spiegeleffekt. Er besagt, daß ein Elektron beliebiger Energie, das in einem Bereich niedriger Feldstärke mit einem Winkel ϑ gegen die Symmetrieachse emittiert wird und in einen Bereich höherer Feldstärke hineinläuft, an der Inhomogenität "zurückgespiegelt" wird, wenn $\vartheta > \vartheta_{max}$ ist, wobei (s. z.B./13/)

$$\vartheta_{max} = \arcsin\left[\left(\frac{B_o}{B_{max}}\right)^{1/2}\right] \quad \text{(B.2.1)}$$

B_o ist die magnetische Induktion am Ort der Elektronenquelle, B_{max} die maximale des inhomogenen Feldes zwischen Quelle und Detektor. Aus dem in Abb.2 dargestellten Feldverlauf folgt für ϑ_{max} nach Gl. (B.2.1) der Wert $\vartheta_{max} = 76{,}4^\circ$ als maximaler Akzeptanzwinkel für das Spektrometer. Dies bedeutet eine Reduktion des erfaßten Raumwinkels um 24,2% von 2π.

b) Die von ϑ abhängige Rückstreuung der Elektronen aus dem Detektor; sie wächst mit ϑ (s. Anhang).

Die Beschneidung des Raumwinkels durch den Spiegeleffekt ist nicht von so großem Nachteil, wie es den Anschein hat. Die Einschränkung, daß nur Elektronen mit $\vartheta < \vartheta_{max}$ den Detektor erreichen, bedeutet, daß Elektronen mit größeren Einfallswinkeln, die bevorzugt rückgestreut werden bzw. die eine größere effektive Fensterdicke des Detektors zu durchqueren haben, nicht zum Spektrum beitragen und durch unvollständige Energieabgabe in der aktiven Zone die Linienform verschlechtern können.

Zur Intensitätsauswertung eines Elektronenspektrums muß

die PNW im gesamten gemessenen Elektronenenergiebereich bekannt sein, um energieabhängige Korrekturfaktoren zu erhalten. Andererseits benötigt man die PNW als Funktion der Induktion B, wenn die maximale PNW für eine bestimmte Elektronenenergie gesucht wird.
In den Abb.6 und 7a-c sind die mit dem Rechenprogramm TRAM erhaltenen Werte (th) für die PNW zusammen mit experimentell ermittelten dargestellt; sie gelten für den Detektor D2.

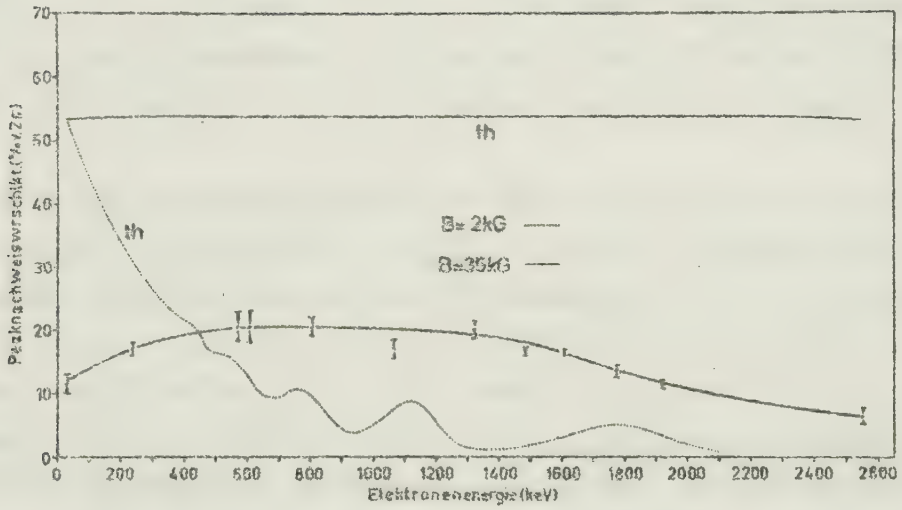


Abb. 6. Die Peaknachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie.

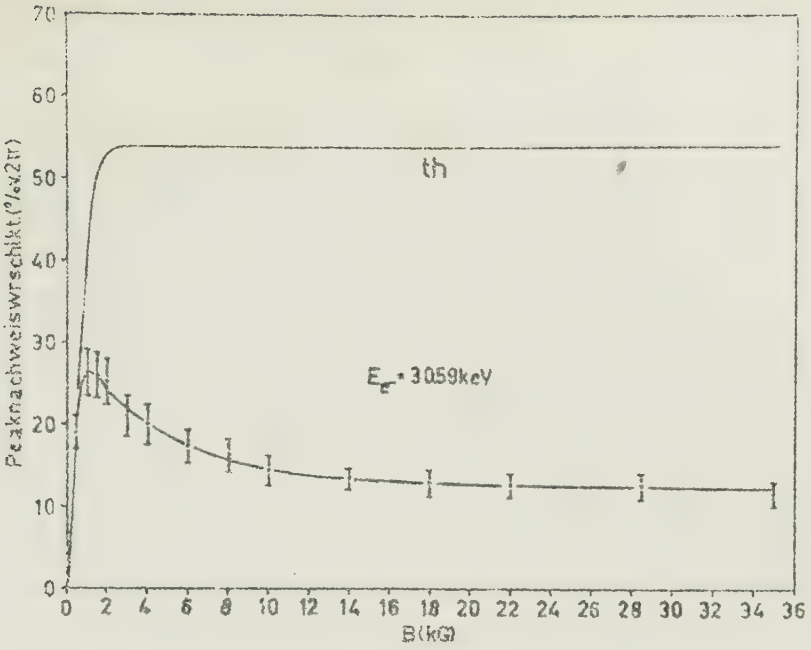
Die experimentellen Werte der Abb. 7a,b wurden mit Hilfe von radioaktiven Präparaten, ^{182}Ta (30,59 keV) und ^{124}Sb (570,62 keV), ermittelt, deren Quellstärken mit einem geeichten Ge(Li)-Detektor bestimmt wurden. Die Konversionselektronenenergie 1610,2 keV tritt nach Neutroneneinfang in ^{199}Hg auf.
Das Elektronenspektrum der Reaktion $^{199}Hg(n,e^-)^{200}Hg$ wurde mit den Ergebnissen von Schult et al. /23/ und Mampe /24/ verglichen, dabei wurde die Intensität der in diesem Spektrum auftretenden Linie mit 578 keV Elektronenenergie auf die der 570,6 keV Linie des ^{124}Sb-Präparats normiert. So konnte die PNW auch für eine Reihe anderer Elektronen-

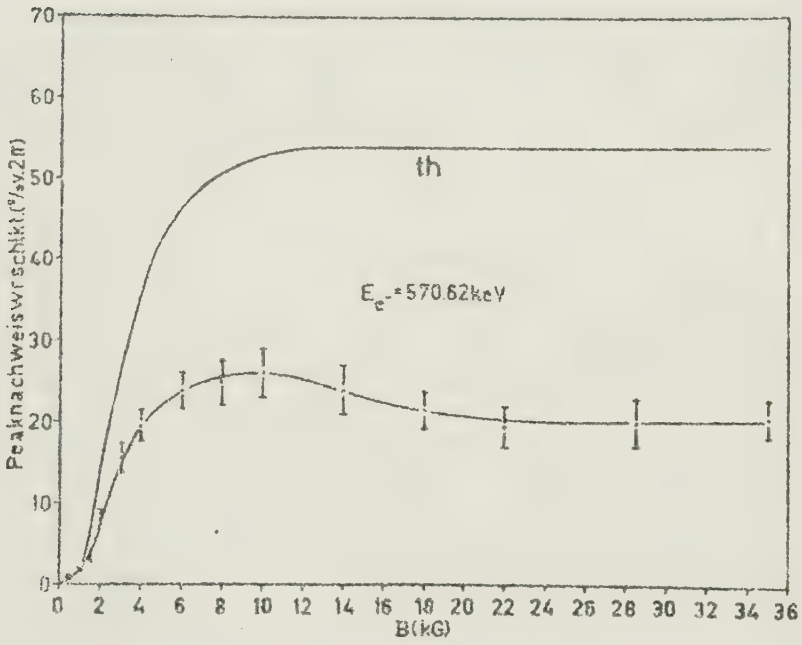
energien bis 2,55 MeV absolut bestimmt werden (Abb.6); die dort eingezeichnete Elektronenenergie von 238,1 keV tritt nach β^--Zerfall eines ^{192}Ir-Präparats auf. Alle verwendeten radioaktiven Quellen hatten denselben Durchmesser von 2 cm; die Präparate waren auf Al aufgedampft und im Reaktor aktiviert worden, die Herstellung der Quecksilbertargets beschreibt Schumann /25/.

Die in den Abb. 7a,b eingezeichneten Fehler schließen neben den statistischen Unsicherheiten die Fehler in den Quellstärken der Präparate und der Konversionskoeffizienten /26/ der betrachteten Übergänge ein. In den Abb. 6 und 7c schließen die Fehler die statistischen Unsicherheiten und die Fehlerangaben für die Elektronenintensitäten nach /23,24/ ein.

Bei der zum Zeitpunkt der Messungen bestehenden Ausbaustufe des Spektrometers ergab sich ein erheblicher Unterschied zwischen den theoretischen Erwartungen und den experimentellen Werten für die PNW. Die Hauptursache liegt möglicherweise in der Existenz einer quer zur Spulenachse gerichteten Komponente des magnetischen Feldes, die bewirkt, daß die Elektronenbahnen von der Spulenachse weggebogen werden. So bewirkt eine Querkomponente von der Größe 5 Gauss bei Elektronen der Energie 1 MeV auf 45 cm Entfernung eine Versetzung der Spiralbahnachse um ca. 2 cm. Der Ursprung eines solchen Störfeldes kann bei Stahlteilen liegen, die bei der Aufstellung und dem Ausbau des Spektrometers benutzt wurden und die bei Erregung des Magneten magnetisiert wurden. Auf eine feldabhängige Störung deuten auch die Maxima in den PNW - Kurven für 30 keV und 570 keV hin. Als Gegenmaßnahme ist damit begonnen worden, alle magnetisierbaren Teile durch solche aus unmagnetischen Werkstoffen zu ersetzen; danach sollen Helmholtzspulen zur Kompensation der Störfelder eingesetzt werden.

Bei schwachen Feldern kann das Spektrometer für bestimmte Elektronenenergien als Linsenspektrometer wirken, was sich durch Maxima in der PNW bemerkbar macht. Für B = 2kG ist in Abb.6 der Verlauf der PNW für eine Flächenquelle von 2 cm ⌀ gepunktet dargestellt. Diese Linsenwirkung des





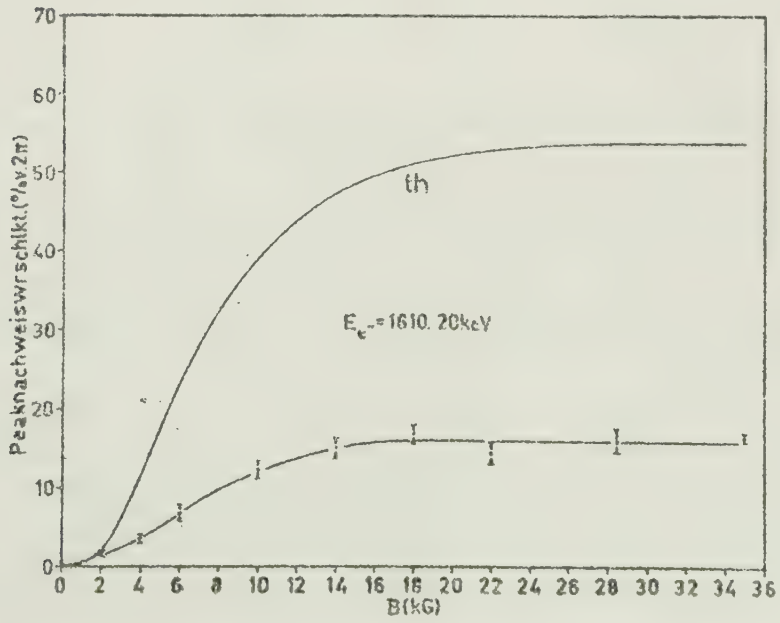


Abb. 7a-c). Die Peaknachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der magnetischen Induktion.

homogenen Magnetfeldes ist dann von Nachteil, wenn ähnliche Elektronenleiter wie SULEIKA bei Experimenten eingesetzt werden, bei denen außer Elektronen noch andere geladene Teilchen mit kleinerem $\frac{e}{m}$ - Verhältnis auftreten (z.B. bei Beschleunigerexperimenten), die auf den Detektor fokussiert werden können. Indem die Detektorposition variabel gemacht wird, kann man dieser Gefahr begegnen /17/.
Um besonders bei kleinen Elektronenenergien den relativen Verlauf der PNW als Funktion der Energie zu ermitteln, wurde das Konversionselektronenspektrum nach Neutroneneinfang in ^{197}Au bei B = 35kG gemessen und im Bereich 30 keV $\leq E_e \leq$ 450 keV mit den Ergebnissen von v.Egidy et al. /27/ verglichen. Die 15 Verhältnisse $Q_i \pm \Delta Q_i$ dieser Elektronenintensitäten zu den mit SULEIKA gemessenen sind in Abb.8 dargestellt.

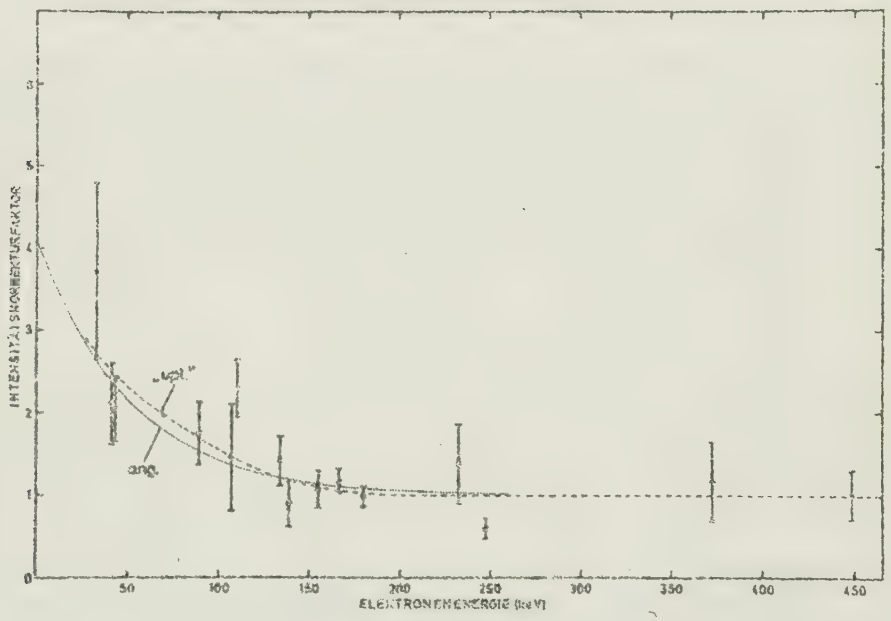


Abb. 8. Vergleich der ^{197}Au(n,e$^-$) - Messung mit Daten von v.Egidy et al. /27/.

Durch die Punktmenge Q_i wurde durch Minimalisierung der Größe

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(W_i - Q_i)^2}{(\Delta W_i)^2}$$

die Funktion

$$y=3{,}09\cdot\exp(-0{,}019\cdot E) + 1$$

mit $\chi^2/13 = \chi^2/(15-2) = 1{,}84$ gelegt, was nach Willet /28/ eine annehmbare Güte der Anpassung bedeutet; der optimale Wert liegt bei 1,0. Die in Abb.8 mit "opt" bezeichnete Kurve besitzt den Wert 1,73 und wurde nach Augenmaß gezogen. Der aus der in Abb.6 dargestellten PNW gewonnene Intensitätskorrekturfaktor, dessen Minimum auf den Wert 1 normiert wurde, und die in Abb.8 mit "opt" bezeichnete Kurve wurden arithmetisch gemittelt; das Ergebnis ist in Abb.9 dargestellt, die im Einsatz angegebene Kurve stellt eine Extrapolation der gemessenen Werte dar. Die Kurve der Abb.9 diente bei den Messungen an ^{124}Te als relativer Intensitätskorrekturfaktor.

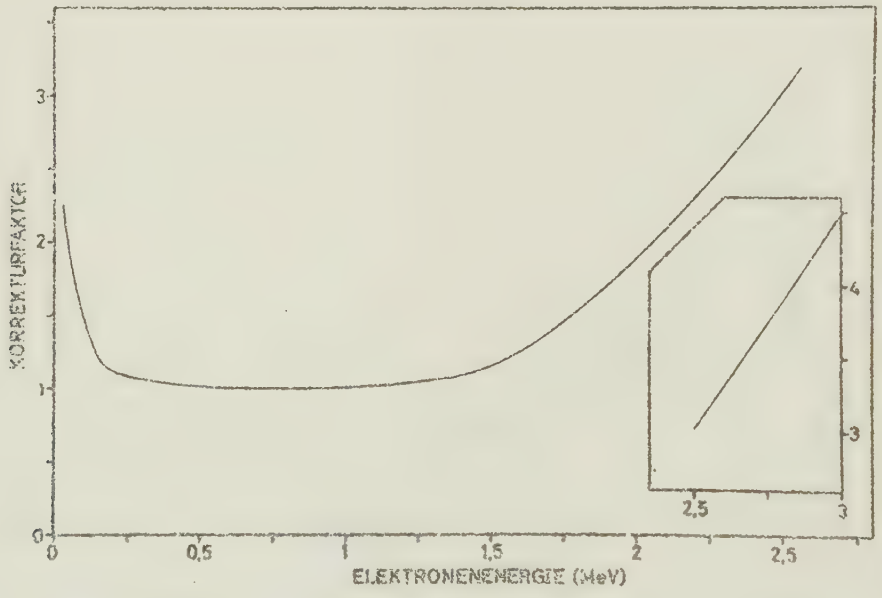


Abb. 9. Der Intensitätskorrekturfaktor bei den ^{123}Te(n,e$^-$) - Messungen.

Die Abweichung des gezeichneten Mittelwertes von den gemittelten Werten beträgt für Elektronenenergien 80 keV $\leq E_{e^-} \leq$ 600 keV maximal 12%, für Energien unter 80 keV steigt die Abweichung bis 23% bei 30 keV. Im Bereich 600 keV $\leq E_{e^-} \leq$ 2500 keV sind die in Abb.6 einge-

zeichneten Fehler maßgebend, sie bedeuten ebenfalls maximal 12% Unsicherheit. Für die Extrapolation bis 3 MeV dürfte der Fehler 20% kaum übersteigen.
Während der Anstieg des Korrekturfaktors für kleine Elektronenenergien in der erwähnten Ablenkung durch schwache Querfelder zu suchen ist, macht sich für Elektronen oberhalb 1200 keV in zunehmendem Maße die endliche Dicke des Detektors bemerkbar (3 mm Drifttiefe). Elektronen mit 1150 keV Energie besitzen nach /29/ in Si eine praktische Reichweite von 3 mm. Durch die Verwendung dickerer Detektoren kann für höherenergetische Elektronen sicher eine Verbesserung der PNW erreicht werden, was bei den in Abschnitt D.3) zu beschreibenden Paarmessungen auch beobachtet wurde.

e) Vergleich verschiedener Spektrometer.

Die experimentell bestimmte PNW für das Spektrometer SULEIKA erlaubt einen Vergleich zwischen verschiedenen Spektrometern, mit denen Konversionselektronen nach Neutronenseinfang gemessen werden. Hierzu wird die von T.v.Egidy /1/ definierte Qualitätszahl Q benutzt:

$$Q = \frac{F \cdot \Omega \cdot \Phi}{R \cdot \sqrt{U} \cdot \Phi_{max}}$$

Die Targetfläche F ist beim Spektrometer SULEIKA wegen der Spiralbahnen nicht genau definiert, kann jedoch bei B = 35kG und Elektronenergien $\leq$ 2,5 MeV wegen der kleinen Durchmesser der Spiralbahnen (s. Abb. II im Anhang) in guter Näherung gleich der Detektorfläche gesetzt werden. Ω ist der energie- und feldabhängige Raumwinkel, bezogen auf 4π, der sinnvollerweise mit der Hälfte der PNW der Abb.6 identifiziert wird, denn alle Elektronen, die nicht im Peak nachgewiesen werden, tragen zum Untergrund U bei und gehen für eine Auswertung verloren. Φ und Φ_{max} bedeuten den Fluß thermischer Neutronen am Ort des Targets bzw. den maximalen Neutronenfluß im Reaktorcore und besitzen für den FRM die Werte $1{,}28 \cdot 10^7$ n/sec·cm^2 bzw. $5{,}5 \cdot 10^{13}$ n/sec·cm^2 /1/.

R ist das Impulsauflösungsvermögen des Spektrometers: $R = \Delta p/p$. Es ist mit der kinetischen Energie E und der Linienbreite ΔE verknüpft nach

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta E(E + m_0c^2)}{E(E+2m_0c^2)}$$

Für 30 keV - Elektronen wurde für R der Wert 3,2% (ΔE = 1,9 keV), für 1610 keV - Elektronen der Wert 1,5‰ (ΔE = 3,0 keV) gefunden. Der Untergrund wurde hauptsächlich durch das Target selbst bestimmt und war nur zu einem geringen Anteil allgemeiner Hallenuntergrund; sein Wert wurde für die beiden Elektronenenergien den Messungen an ^{124}Te entnommen. In Tab. 1 wird die Qualitätszahl Q von SULEIKA für zwei Elektronenenergien mit Werten von anderen Spektrometern, mit denen Konversionselektronen gemessen werden (s. /1/), verglichen. Die in Klammern angegebenen Werte ergeben sich, wenn gemäß Gl. (B.1.1) mit der Wurzel aus der Kanalzahl des verwendeten Vielkanalanalysators multipliziert wird ($\sqrt{K} = 2^6 = 64$).

Tabelle 1

	Moskau	München	Studsvik	Riga	Grenoble	SULEIKA	
E_e-						30 keV	1610 keV
Q (cm^{-1})	1600?	1000	400	500	15000	5,4 (350)	720 (46000)

Wie aus Tabelle 1 hervorgeht, ist das Spektrometer SULEIKA bei niedrigen Energien den Magnetspektrometern wegen des besseren Impulsauflösungsvermögens dieser Geräte ($R \approx 0,3\%$) unterlegen, bei höheren Energien scheint es gleichwertig, wenn nicht sogar überlegen zu sein. Ob die in Klammern angegebenen Werte die Zunahme des Informationsgehalts einer Messung bei Verwendung eines Vielkanalanalysators richtig wiedergeben, kann letztlich nur durch einen Vergleich von

Meßdaten entschieden werden, die mit den verschiedenen Instrumenten am gleichen Isotop gewonnen wurden. Ein solcher Vergleich steht noch aus.
In die Qualitätszahl Q geht die mit den Spektrometern noch meßbare maximale Energie der Elektronen nicht ein. Sie wird bei Magnetspektrometern durch das maximal erreichbare Magnetfeld bestimmt. Außer dem Münchner Spektrometer, mit dem Elektronen bis 10 MeV gemessen werden können, kann man mit keinem der aufgeführten Magnetspektrometer Konversionselektronen über 3 MeV nachweisen /1/. Beim Spektrometer SULEIKA ist die obere Grenze nur durch die Dicke des verwendeten Detektors bestimmt; der theoretische Wert für die PNW, der die Dicke des Detektors nicht berücksichtigt, liegt für 7 MeV - Elektronen bei 38% von 2π.

3) Messung von Elektron - Positron - Paaren.

Wenn die Energie eines Übergangs im Kern bzw. wenn die Energie eines γ- Quants den Wert $2 \cdot m_0 c^2$ überschreitet, kann es zu innerer bzw. äußerer Paarbildung kommen, bei der ein Elektron - Positron - Paar entsteht, das mit einer charakteristischen Winkelverteilung (s. z.B. /25/) zwischen Elektron und Positron aus dem Target emittiert wird; die beiden Teilchen besitzen je eine kontinuierliche Energieverteilung. Wegen des großen erfaßbaren Raumwinkels kann mit dem Spektrometer SULEIKA der Summenimpuls beider in einem Detektor gleichzeitig nachgewiesenen Teilchen und somit ein Linienspektrum der Elektron - Positron - Paare gemessen werden. Erstmals vorgeschlagen wurde das Verfahren, mit einer dem Spektrometer SULEIKA ähnlichen Konstruktion die innere Paarbildung experimentell zu untersuchen, von Michaelis und Lange /30/. Der Vorschlag, mit dem Spektrometer SULEIKA Paarspektren zu untersuchen, geht auf M.Waldschmidt zurück. In den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit konnten die Paarlinien zum ersten Mal nachgewiesen werden; die Messung des Paarspektrums nach Neutroneneinfang in ^{123}Te (Bezeichnung der Reaktion: ^{123}Te(n,γ)^{124}Te) wird in Abschnitt D.3) beschrieben.

C. Der Kern $^{124}_{52}Te$.

1) Überblick über bisherige Arbeiten.

Das Nuklid $^{124}_{52}Te$ war in den vergangenen Jahren Objekt mehrerer experimenteller und theoretischer Untersuchungen, die sich in einer Fülle von Publikationen niederschlagen. Viele Experimente /31 - 45/ gingen dabei vom Zerfall des Radionuklids ^{124}Sb aus, das durch β^-- Emission ($T_{1/2}$ = 60d) in den Kern ^{124}Te zerfällt; andere /46,47/benutzen den β^+- Zerfall von ^{124}I(T_1 = 4,2d), um denselben Kern zu erreichen. Gemessen wurden die β - Spektren wie auch γ- Quanten und Konversionselektronen, die bei Übergängen im Tochterkern emittiert werden. Die Ergebnisse dieser Arbeiten waren die Aufstellung eines Niveauschemas von ^{124}Te bis zu Anregungsenergien von 3 MeV, Multipolmischungsverhältnisse von Übergängen und Spins und Paritäten der Zustände, sowie der g - Faktor des ersten angeregten 2^+ - Niveaus /48, 49/.
Zu einer weiteren Gruppe von Arbeiten /50 - 61/ lassen sich die Experimente zusammenfassen, bei denen das Target ^{124}Te mit geladenen Teilchen (p, d, ^3He, α , ^{16}O) beschossen und entweder durch inelastische Streuung oder durch Coulombanregung in angeregte Zustände überführt wurde. Es wurden die Spektren der gestreuten Projektile sowie die Winkelverteilungen der einzelnen Linienenergien gemessen; aus den DWBA- und coupled channel - Analysen folgten die Spins der tiefliegenden Niveaux sowie Wellenfunktionsmischungen und Deformationsparameter. Die Coulombanregungsexperimente lieferten aus der Messung des Anregungsquerschnitts das Quadrupolmoment des Grund- und ersten angeregten Zustandes sowie dessen Lebensdauer. Letztere ist auch durch eine Resonanzfluoreszenzmessung /62/ bestimmt worden.
Besonders hervorzuheben sind die Experimente /50, 57, 61/, bei denen durch die einfallenden Projektile ein hoher Drehimpuls auf das Reaktionsprodukt übertragen wird, wobei ein alignment des Kernspins entsteht. Durch die Analyse der Winkelverteilung der emittierten γ - Strahlung konnte die Anregung einer Grundzustandsquasirotationsbande mit der Spinfolge $0^+ - 2^+ - 4^+ - 6^+ - 8^+$ nachgewiesen werden.

Nur wenige Arbeiten sind bekannt geworden, die über die Messung von γ- Strahlung /63 - 65/ und Konversationselektronen nach Neutroneneinfang in ^{123}Te berichten. Es wurde die γ - Strahlung der primären Übergänge sowie der Übergänge im unteren Anregungsbereich gemessen. Die Konversionselektronenmessungen erstrecken sich nur über den Bereich von 0 bis 1500 keV Übergangsenergie. Die Ergebnisse der Messungen von Bushnell et al. /64/, die im Energiebereich bis 1300 keV mit einem Beugungskristallspektrometer mit besonderer Präzision durchgeführt wurden, sind in der vorliegenden Arbeit der Berechnung der Konversionskoeffizienten zugrundegelegt worden. Diese Untersuchungen führten zu mehreren, in den Messungen des Zerfalls von ^{124}Sb und ^{124}I nicht beobachteten Zuständen in ^{124}Te im Anregungsbereich von 0 bis 3,1 MeV.

Die meisten der erwähnten Arbeiten versuchen über eine reine Beschreibung der Anregungszustände durch die Quantenzahlen hinaus ihre Ergebnisse im Rahmen eines Modells zu diskutieren und auf die Natur der Kernbewegung zu schließen. Mit Z = 52 und N = 72 liegt das Nuklid nur um zwei Einheiten vom Schalenabschluß Z = 50 entfernt in einem Übergangsbereich zwischen sphärischen und statisch deformierten Kernen /67/. Da die Deformation nicht sofort bei Abweichung von einer magischen Nukleonenzahl einsetzt, sonder die Kerne unter dem Einfluß der Paarrestwechselwirkung bei geringen Abweichungen noch sphärisch bleiben, wird das Nuklid ^{124}Te meist als ein Vertreter der Klasse der reinen Vibratorkerne angesehen. Diese Auffassung wird gestützt durch eine Reihe experimenteller Befunde: Das Verhältnis der Energien des ersten und zweiten 2^+- Zustandes beträgt 2,2, das Vibratormodell sagt den Wert 2 voraus. /68/. Das stop - over zu cross - over Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2,2^{+}{}' - 2^+)/B(E2,2^{+}{}' - 0^+)$ beträgt ~ 150 /31/ und erfüllt damit näherungsweise die Phononenzahlauswahlregel $\Delta N = 1$. Ebenso zeigen einige Zustände in der Gegend von 2 MeV Zerfallscharakteristiken, wie man sie für Angehörige des Multipletts der 3 - Phononen - Quadropolschwingung und für den Zustand der 1 - Phononen - Oktupolschwingung erwar-

tet, jedoch scheint die Kollektivität der erstgenannten schon wesentlich von Quasiteilchenanregungen verwischt zu sein, was sich in merklichen M1 Beimischungen in den Übergängen zu den 2 - Phononen - Zuständen ausdrückt. Es bestehen noch gewisse Unsicherheiten bei der Kennzeichnung dieser Niveaux mit Werten für Spin und Parität.
Es bestehen jedoch auch dem reinen Vibratorbild widersprechende Tatsachen. So ist der 0^+- Zustand des 2 - Phononen - Tripletts noch nicht schlüssig nachgewiesen worden, wenn es auch Vorschläge für mögliche Kandidaten für einen solchen Zustand gegeben hat /43, 52, 69/. Ebenso weicht das Verhältnis $B(E2,2^+{}'\text{-}2^+)/B(E2,2^+ - 0^+)$ mit $4,1 \pm 1,6$ /51/ vom Wert 2 des Vibratormodells ab, wie auch das Mischungsverhältnis δ (E2/M1) im Übergang $2^+{}'\text{-}2^+$ einen von Null verschiedenen Wert besitzt /31 - 35, 70 - 73/. Schließlich widerspricht noch der endliche Wert /60/ des statischen Quadrupolmoments des ersten angeregten Zustandes dem Modell des sphärischen Vibrators, das den Wert Null verlangt.
Daß der Kern ^{124}Te auch das Verhältnis eines im Grundzustand statisch deformierten Rotators besitzt, zeigt die Anregung einer Grundzustandsquasirotationsbande. Der zweite angeregte 2^+- Zustand wäre dann als Bandenkopf einer Rotationsbande mit K = 2 anzusehen.
Nach diesem Überblick über das bereits vorliegende experimentelle Material behandeln die folgenden Abschnitte die theoretischen Voraussagen zur Gestalt des Kerns ^{124}Te und damit zur Natur seines Anregungsspektrums. Weiterhin wird diskutiert, wie Konversionselektronenmessungen zur Klärung der Verhältnisse beitragen können.

2) Voraussagen verschiedener Modelle.

a) Definitionen.

Unter der Annahme einer reinen Quadrupoldeformation kann die Kernoberfläche in einem körperfesten Koordinatensystem nach Kugelflächenfunktionen entwickelt werden:

$$R(\vartheta,\varphi) = R_0 \left(a_{00} + \sum_{\mu} a^*_{2\mu}\, Y_{2\mu}(\vartheta,\varphi)\right)$$

Wenn das Hauptachsensystem gewählt wird, gilt:

$$a_{22} = a_{2-2} = a_2 \; ; \quad a_{20} = a_0 \; ; \quad a_{2\pm1} \equiv 0$$

Durch die Definitionen

$$a_0 = \beta_2 \cos\gamma \quad ; \quad a_2 = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,\beta_2 \sin\gamma$$

werden zwei neue dynamische Variablen, β_2 und γ eingeführt. Der Deformationsparameter $\bar{\beta}_2$ eines Zustandes $|\ >$ ist definiert durch:

$$\bar{\beta}_2 = (< |\beta_2^2| >)^{1/2} \qquad (C.2.1)$$

Der aus der Anregungswahrscheinlichkeit B(E2,0^+-2^+) für Coulombanregung folgende Wert für $\bar{\beta}_2$ ist nach /83/ im Grundzustand:

$$\bar{\beta}_2 = 0,174$$

Es muß hervorgehoben werden, daß ein $\bar{\beta}_2 \neq 0$ nichts darüber besagt, ob ein Kern im Grundzustand eine statische Deformation besitzt oder nicht. Auch ein um eine sphärische Gleichgewichtslage schwingender Kern kann einen nichtverschwindenden $\bar{\beta}_2$ - Wert besitzen.
Der β - Wert, bei dem die potentielle Energie ein Minimum besitzt, wird mit β_0 bezeichnet.
Über die potentielle Energie und damit die Gestalt des Kerns ^{124}Te machen verschiedene Modellrechnungen Aussagen:

b) Nilsson - Modell.

In der Arbeit von Marshalek et al. /67/ werden die Grundzustandsdeformationen $\varepsilon = 0,95 \cdot \beta_0$ der Kerne mit $50 < Z,\ N < 82$ aus dem Nilsson - Modell durch Minimalisierung der Summe der Einteilchenenergien berechnet. Für ^{124}Te liegt ε zwischen 0,14 und 0,16 und die Deformationsenergie

$$E_{def} = V(0) - V(\varepsilon)$$

ergibt sich zu 5 MeV. Auch wenn der Paaranteil in der Restwechselwirkung zugunsten einer sphärischen Gestalt durch

Abzug von 1 - 2 MeV berücksichtigt wird, sollte ^{124}Te eine statische Deformation besitzen.
Arseniev et al. /80/ verfeinern diese Rechnungen durch Verwendung eines modifizierten Nilsson - Hamiltonoperators und Hinzunahme einer Paarrestwechselwirkung und erhalten für den Deformationsparameter des oblaten Minimums ϵ^- den Wert -0,1 mit $E^-_{def} < 0,5$ MeV, für das prolate Minimum gilt $\epsilon^+ < 0,1$ und $E^+_{def} = 0$ MeV.
Aus diesen Werten läßt sich für den Kern ^{124}Te eine Potentialenergiekurve in der in Abb. 10 dargestellten halbquantitativen Weise konstruieren.

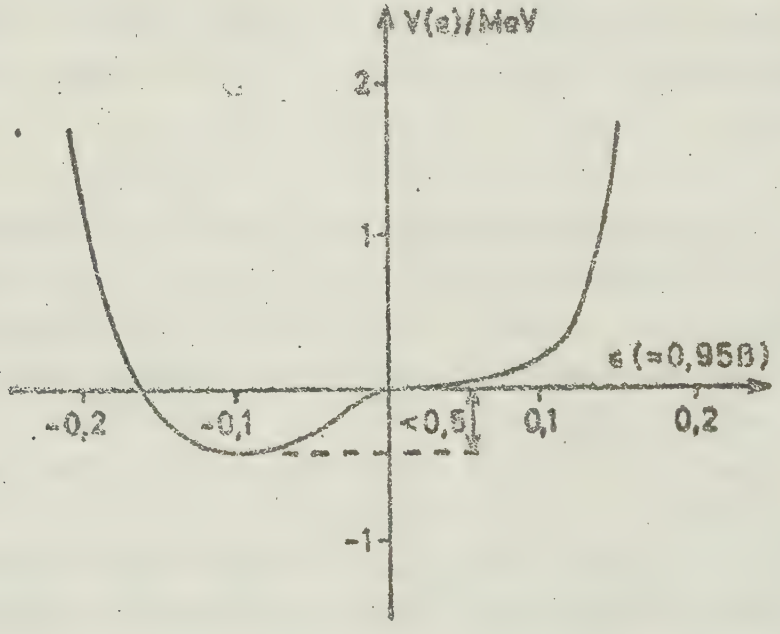


Abb. 10 Die Potentialenergiekurve von ^{124}Te nach Arseniev et al. /80/ (schematisch).

Es ist von der Größe der Energie der Nullpunktschwingung abhängig, ob der Kern im Grundzustand eine statische Deformation besitzt oder um eine sphärische Gestalt schwingt. Wenn sie zu

$$E_o = \frac{5}{2} \hbar \omega_2$$

angesetzt wird /79/, erscheint es wahrscheinlich, daß die Nullpunktsbewegung wegen $\hbar\omega_2 = 602$ keV die Deformation des

Potentials völlig ausschmiert.
Ein weiteres wesentliches Ergebnis der Arbeiten von Arseniev et al. ist, daß die absoluten Minima der potentiellen Energie der Kerne bei achsialsymmetrischer Gestalt ($\gamma_0 = 0^\circ$ oder 60°) auftritt.

c) Alaga - Modell.

Für Kerne mit wenigen Nukleonen oder Löchern außerhalb abgeschlossener Schalen kann das Modell nach Alaga et al. (Ref. in /81/) angewandt werden und ist von V. Lopac /81/ zur Berechnung der Termschemata, der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten und der Quadrupolmomente der angeregten Zustände der geraden Te - Isotope (Z = 50 + 2) herangezogen worden. Der Hamiltonoperator des Modells lautet:

$$H = H_c + H_p + H_{int}$$

H_c beschreibt das ungestörte System, bestehend aus einem Rumpf, der harmonische Schwingungen um eine sphärische Gleichgewichtslage vollführt, und zwei Protonen, die sich im zentralen Feld des Rumpfes bewegen. H_p beschreibt eine Paarrestwechselwirkung zwischen den beiden Protonen, die nur zwischen zum Gesamtspin Null gekoppelten Zuständen wirkt; H_{int} ist der Operator der Wechselwirkung der Protonen mit dem Vibrator.
Lopac berechnet keine Deformationsparameter, es wird jedoch hervorgehoben, daß sich eine Termfolge mit Spins und Paritäten 2^+, 4^+, 6^+, 8^+ dadurch auszeichnet, daß zwischen den Zuständen besonders große Übergangswahrscheinlichkeiten bestehen und sie alle dasselbe negative Vorzeichen des Quadrupolmoments besitzen. Die beiden an den Vibrator gekoppelten Protonen scheinen eine Art " permanente Deformation " /81/ zu erzeugen, wie das Auftreten dieser (gestörten) Rotationsbande zeigt.

d) Pairing Plus Quadrupole - Modell.

In den Rechnungen von Kisslinger und Sorensen /82/, die von einem Schalenmodell mit einer Paar- plus Quadrupolrestwech-

selwirkung ausgehen, ergeben sich die Te - Isotope als sphärische Vibratoren, die Stärke der Quadrupolkraft reicht nicht aus, um die Kerne zu deformieren. Eine permanente Deformation setzt hiernach erst in der Gegend von A = 150 ein. Kumar und Baranger /97/ benutzen das gleiche Modell zur Berechnung der Potentialenergieflächen und elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten von gg - Kernen im W - Os - Pt Bereich, behandeln jedoch nicht die Kerne in der Nähe des Schalenabschlusses bei Z = 50.

e) Phänomenologisches Kollektivmodell.

Unregelmäßigkeiten in den niederenergetischen Anregungsspektren von gg - Kernen im Vergleich zu den Voraussagen des Vibratormodells bzw. des Modells stark deformierter rotierender Kerne werden im Modell nach Gneuss, Mosel und Greiner /98/ mit der besonderen Gestalt der Potentialenergiefläche dieser Kerne erklärt. Die Modellparameter werden unabhängig von mikroskopischen Modellen direkt aus den empirischen Niederenergiespektren der Kerne abgeleitet. Die Eigenschaften der Nuklide im Te - Xe - Ba Bereich, insbesondere die Abwesenheit des Zweiphononen 0^+ Zustandes, werden auf eine hohe γ - Instabilität der Kerndeformation zurückgeführt. Die absoluten Minima der Potentialenergiefläche liegen bei $\gamma_0 \neq 0$.
Für den genannten Massenzahlenbereich liegen keine theoretischen Werte für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten B(E2) vor, sodaß ein direkter Vergleich mit den vorliegenden Daten nicht möglich ist.

3) E0 - Übergänge und Verzweigungsverhältnisse.

a) Grundlagen.

Das Auftreten von Spin 0 Zuständen in einem Kern und Übergänge zwischen ihnen kann Aufschluß darüber geben, mit welchem Kernmodell die Kernbewegung beschreibbar ist. Folgende Beispiele seien genannt:
Im Vibrationsmodell treten 0^+- Zustände in den Mehrphononen-

multipletts aller 2^{λ} - Pol - Vibrationen auf; im Rotationsmodell haben die Bandenköpfe der K = 0 - Banden den Spin und die Parität 0^+.

0^+ - Zustände, die zusätzlich zu den genannten auftreten, können im Rahmen des Superflüssigkeitsmodells als Folge einer Schwingung in Richtung des Freiheitsgrades Δ (gap -"Parameter") erklärt werden /84/ (Paarvibrationen). Dies ist gleichbedeutend mit der Erzeugung oder Vernichtung eines zum Spin 0 gekoppelten Teilchenpaares in einem "parent nucleus". Paarungszustände werden deshalb bevorzugt in Zweinukleontransferreaktionen angeregt.

Ebenso liefert das Schalenmodell Zustände mit Spin 0. Hier können EO - Übergänge (s.u.), bei denen nur ein Nukleon seine Bahn wechselt, nur zwischen Zuständen mit gleichen Quantenzahlen l und j erfolgen /4/. Dies bedeutet einen Sprung über zwei Hauptquantenzahlen hinweg und liegt sicher nicht im Bereich niedriger Anregungsenergien.

Der Übergang zwischen zwei Kernzuständen mit Spin und Parität 0^+ kann bei Übergangsenergien $\Delta E < 2 \cdot m_o c^2$ nur durch Emission eines EO - Konversionselektrons aus der Elektronenhülle erfolgen, bei $\Delta E \geq 2 \cdot m_o c^2$ ist auch die Emission eines Elektron - Positron - Paares möglich.

Nach Church und Weneser /4/ kann die absolute EO - Übergangswahrscheinlichkeit geschrieben werden als

$$T(EO) = \Omega \cdot \varrho^2 \qquad (0.3.1)$$

wobei Ω ein elektronischer Faktor ist und Tabellen entnommen werden kann /4, 85/. Er ist für Z = 52 in Abb.11 dargestellt. ϱ ist das Kernmatrixelement (Stärkeparameter):

$$\varrho = \langle \Psi_f | \mathcal{M}(EO) | \Psi_i \rangle \qquad (0.3.2)$$

mit dem Monopoloperator

$$\mathcal{M}(EO) = \frac{3 \cdot Z}{4\pi} \left(\frac{4}{5}\pi + \beta_\lambda^2 + \frac{5}{3}\beta_\lambda^3 T_\lambda \right)$$

$$T_\lambda = \frac{1}{7}\sqrt{\frac{5}{\pi}} \cos 3\gamma \qquad \lambda = 2$$

$$T_\lambda = 0 \qquad \lambda = 3$$

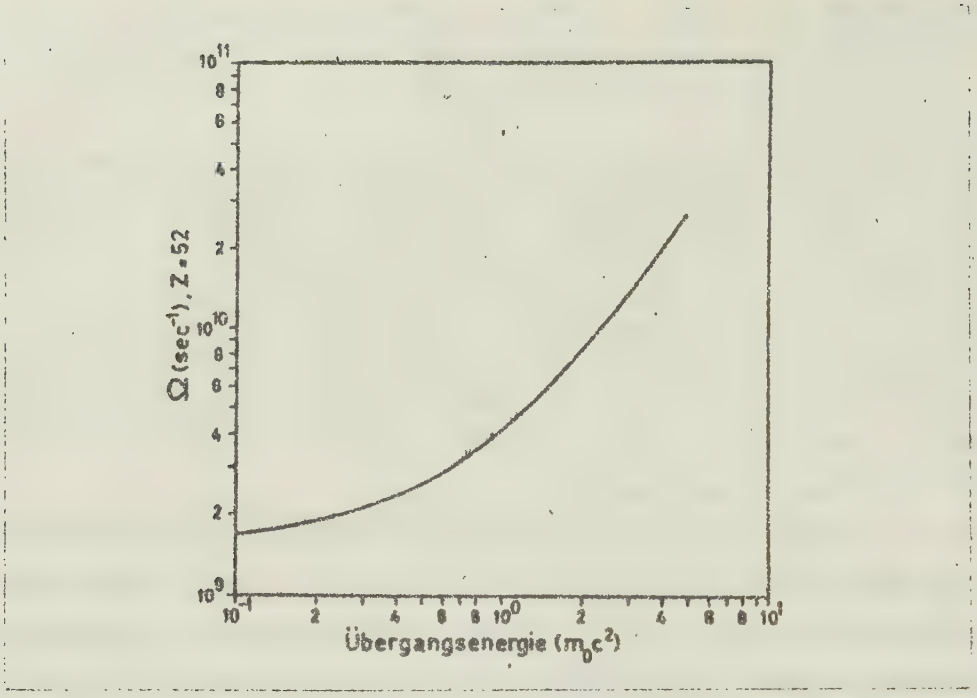


Abb. 11. Der elektronische Faktor Ω nach /85/.

Der Stärkeparameter ist über die Wellenfunktionen ψ_i und ψ_f abhängig von der Kernstruktur und seine Messung kann zum Vergleich verschiedener Modelle herangezogen werden.
EO - Übergänge existieren nicht nur zwischen Spin 0 - Zuständen, sondern können als Beimischung in allen Übergängen zwischen Zuständen mit gleichen Spins und Paritäten auftreten /4/, insbesondere also bei 2^+-2^+ - Übergängen. In diesem Fall tritt die EO - Konversion in Konkurrenz zu den begleitenden M1 - und E2 - Übergängen. Wenn das Mischungsverhältnis $\delta^2 = T(E2)/T(M1)$ bekannt ist, kann der EO - Anteil in der Konversionselektronenintensität berechnet werden:

$$\frac{T(E0)}{T_\gamma(E2)} = \epsilon^2 = (\alpha_{exp} - \alpha(E2)) - \frac{1}{\delta^2}(\alpha(M1) - \alpha_{exp}) \qquad (C.3.3)$$

$T_\gamma(E2)$ ist die absolute Übergangswahrscheinlichkeit für E2 - Gammastrahlung und muß ebenfalls bekannt sein, $\alpha(E2)$, $\alpha(M1)$ sind die theoretischen Konversionskoeffizienten. Mit Hilfe von Gl. (C.3.1) kann dann das Kernmatrixelement ϱ bestimmt werden.

b) Sphärische Kerne ($\beta_0 = 0$).

Für gg - Kerne ohne statische Deformation gilt nach Davydov et al. /76/:

$$g(2^+_1 - 2^+) = \frac{15\cdot\sqrt{5}}{8\cdot\sqrt{14}\cdot\pi^{3/2}} \cdot Z \cdot \beta_{00}^3 \qquad (C.3.4)$$

wobei $\beta_{00}^2 = \hbar/\sqrt{B\cdot C}$ ($= 0{,}4\bar{\beta}_2^2$ für den Grundzustand (s.u.)) ein Maß für die Amplitude der Nullpunktsschwingung des Kerns ist; B und C sind Trägheits- bzw. Steifheitsparameter der als harmonisch angesehenen Schwingung.
Die Wellenfunktionen der 0^+- Zustände solcher Kerne sind gegeben durch

$$\Psi_{n\lambda} = N_{n\lambda}\left(\frac{\beta^2}{\beta_{00}^2}\right)^{\frac{1}{2}(2+3\lambda)} \cdot e^{-\frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\beta_{00}^2}} \cdot F\left(-n, 3\lambda+\frac{5}{2}, \frac{\beta^2}{\beta_{00}^2}\right)\cdot P_\lambda(\cos 3\gamma)$$

mit (C.3.5)

$$N_{n\lambda} = \left\{\frac{3(2\lambda+1)\cdot\Gamma(n+3\lambda+\frac{5}{2})}{n!\,\beta_{00}[\Gamma(3\lambda+\frac{5}{2})]^2}\right\}^{1/2}$$

F ist die konfluente hypergeometrische Funktion, n und λ stellen die Anzahl der ß bzw. γ - Schwingungsquanten der Zustände dar; die Anregungsenergien betragen

$$E_{n\lambda}(0^+) = \hbar\omega(2n+3\lambda)$$

Die Wellenfunktionen sind orthonormiert in einem Raum mit dem Volumenelement

$$d\tau = \sin 3\gamma\, d\gamma\, d\beta$$

Mit dem aus Gl. (C.3.4) bestimmten Wert für β_{00} kann nach Gl.(C.2.1) mit der Wellenfunktion (C.3.5) für $n = \lambda = 0$ der Grundzustandsdeformationsparameter $\bar{\beta}_2$ berechnet werden. Häufig wird das von Rasmussen /86/ eingeführte dimensionslose Verhältnis

$$X(E0, I_i \to I_f = I_i) = \frac{e^2 R_0^4 \rho^2(i\to f)}{B(E2, i\to f')} = 2{,}53 \cdot \frac{T(E0)\cdot A^{4/3}\cdot E_\gamma^5}{T_\gamma(E2)\cdot\Omega}\cdot 10^9$$

(C.3.6)

gebildet. Für das Vibratormodell kann aus den von Stelson und Grodzins /83/ und von Reiner /87/ angegebenen Relationen die Beziehung

$$X(E0,0^{+\prime}\to 0^{+}_{gr}) = \frac{e^2 R_0^4 \varrho^2(0^{+\prime}\to 0^{+}_{gr})}{B(E2,0^{+\prime}\to 2^{+})} = \frac{5}{2}\cdot\frac{\hbar}{\sqrt{B_2 C_2}} = \bar{\beta}_2^2 \qquad (C.3.7)$$

abgeleitet werden. Damit wird dieses Verhältnis im Gegensatz zum Verhältnis $B(E2,2^{+\prime}\to 2^{+})/B(E2,2^{+}\to 0^{+}) = 2$ und der Auswahlregel $\Delta N = 1$ für γ- Übergänge von den Modellparametern B_2 und C_2 abhängig und kann ebenfalls zur Bestimmung von $\bar{\beta}_2$ herangezogen werden. Dies wird verständlich, wenn man beachtet, daß der Monopoloperator für $\lambda = 2$ von zweiter Ordnung in β_2, der Quadrupoloperator aber linear in β_2 ist.

c) Deformierte Kerne ($\beta_0 \neq 0$).

Bei EO - Übergängen in Kernen, die Schwingungen um eine deformierte Gleichgewichtslage ausführen /76, 77, 86 - 88/, sind die Größen ϱ und X abhängig vom Nichtadiabatizitätsparameter μ, der definiert ist durch

$$\mu^2 = 2\cdot\left(\frac{\beta_{oo}}{\beta_0}\right)^2$$

wobei nun $\beta^2_{oo} = \hbar/2\sqrt{B\cdot C}$ gilt, sowie vom Nichtachsialitätsparameter Γ, der für Kerne, die um eine achsialsymmetrische Gleichgewichtslage schwingen, definiert ist durch /76, 77/:

$$\Gamma^2 = \mu^2\cdot\frac{\omega_\beta}{2\cdot\omega_\gamma}$$

und ein Maß für die Amplitude der Nullpunktsschwingung des Kerns in γ- Richtung ist. Die den Gleichungen (C.3.4) und (C.3.6) entsprechenden Relationen für ϱ und X bei EO - Übergängen in diesen Kernen gelten im Modell nach Davydov et al. /76, 77/ nur für $\mu < 0{,}3$ und $\Gamma < 15^0$, in den Rechnungen von Davidson /88/ für $\mu \leq 0{,}7$. Reiner /87/ und Rasmussen /86/ setzen ebenfalls $\mu \ll 1$ voraus. Aus den charakteristischen Werten der Potentialenergiekurve (Abb. 1o) und der abgeschätzten Nullpunktsenergie von ~ 1500 keV kann geschlossen werden, daß der Parameter μ für den Kern ^{124}Te $\gtrsim 1$ ist, so-

daß Rotation und ß - Schwingung nicht als adiabatisch getrennt angesehen werden können. So ergeben sich bei Anwendung der in /76, 77/ abgeleiteten Beziehungen für Energieabstände und Verzweigungsverhältnisse in deformierten Kernen Widersprüche zu den genannten Voraussetzungen über die erlaubten Werte für μ und Γ. Weiterhin sind die einzelnen Ergebnisse miteinander inkonsistent.
In der vorliegenden Arbeit werden deshalb nur die Ergebnisse wiedergegeben, die bei der Analyse der Meßdaten mit Beziehungen, die für Kerne mit $ß_0 = 0$ bzw. für das Phononenzahlmodell gelten, gewonnen wurden. Die ermittelten Verzweigungsverhältnisse für E2 - Strahlung wurden mit den Rechnungen von Lopac /81/ verglichen.
Diese Modelle können sicher nicht zur Erklärung aller Eigenschaften des Kerns ^{124}Te herangezogen werden, doch erscheint ihre Anwendung bei Betrachtung aller erwähnten experimentellen und theoretischen Ergebnisse mehr gerechtfertigt als die des Modells eines adiabatisch schwingenden Rotators.

D) Die Analyse der Spektren.

1) Untergrundbestimmung.

a) Targetverunreinigungen.

Als Target diente ein Isotopengemisch von Te, das auf 54% an ^{123}Te angereichert war. Es ist als kreisförmige Schicht (Ø = 2 cm) mit einer Dicke von 1,82 mg/cm^2 auf eine 1,3 mg/cm^2 dicke Aluminiumfolie aufgebracht von den Oak Ridge National Labs., USA, bezogen worden. Die Tabelle 2 gibt Auskunft über die Zusammensetzung des Targets sowie über die Anteile der einzelnen Isotope am Gesamtwirkungsquerschnitt.
Die relativ große Schichtdicke des Targets wurde gewählt, weil zum Zeitpunkt der Bestellung keine Erfahrungen über den am Ort des Targets herrschenden Neutronenfluß, die Ausbeute an Elektronen und die erreichbaren Meßzeiten vorlagen.
Als Targetverunreinigungen kommen nach der spektrographischen Analyse des Herstellers nur die neben ^{123}Te vorhandenen anderen Te - Isotope in Frage. Aufgrund ihres geringen

Anteils am Gesamtwirkungsquerschnitt des Targets (220 ± 16 b) können diese Isotope nur im unteren Energiebereich des Konversionselektronenspektrums Untergrundlinien erzeugen, da nur hier die Konversionskoeffizienten ausreichend groß sind.

Tabelle 2

		natürlich		angereichert	
Te-Isotop	Einfangs-querschnitt σ_{th} (b)	Atom-prozent	Anteil am Gesamt-WQ σ_{th} (in %)	Atom-prozent	Anteil am Gesamt-WQ σ_{th} (in %)
120	2.3	0.09	0.048	< 0.05	< 0.001
122	2.8±0.9	2.46	1.59	3.0	0.038
123	410±30	0.87	82.5	54.0	99.4
124	6.8±1.3	4.61	7.25	16.7	0.51
125	1.56±0.16	6.99	2.52	4.7	0.033
126	0.8±0.2	18.71	3.46	7.4	0.026
128	0.178±0.027	31.79	1.31	7.4	0.0058
130	0.161±0.024	34.49	1.28	6.7	0.0048

Die untere Nachweisgrenze lag bei der längsten Meßdauer (67 h) bei $6 \cdot 10^{-5}$ Elektronen/100 Neutroneneinfängen (NE) in ^{123}Te. Eine Konversionslinie eines anderen Te - Isotops kann somit nur dann sichtbar werden, wenn

$$\alpha_K \cdot G \cdot A \geq 6 \cdot 10^{-5}$$

ist, wobei G die Zahl der γ- Quanten/100 NE des betrachteten Übergangs und A der Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt sind.

Die Endkerne, die nach Neutroneneinfang in den Isotopen ^{122,124,125,126,128,130}Te entstehen, sind die fünf gu - Kerne ^{123,125,127,129,131}Te sowie der gg - Kern ^{126}Te. Die Größe G ist für die Übergänge in den ungeraden Te - Isotopen noch nicht gemessen worden, kann jedoch aus Einfangsreaktionen an anderen gg - Kernen abgeschätzt werden. Bei den gu - Kernen ^{141}Ce und ^{153}Sm, die nach Neutroneneinfang in ^{140}Ce bzw. ^{152}Sm entstehen, liegt diese Zahl bis auf den

Übergang vom ersten angeregten zum Grundzustand unter dem Wert 10/100 NE /95/. Außer für die Übergänge $4^+ - 2^{+'}$, $2^{+'} - 2^+$, $2^+ - 0^+$ gilt dieser Wert auch für ^{124}Te /64/ und damit wahrscheinlich auch für ^{126}Te.
Es ergaben sich mit Hilfe der theoretischen Werte für die Konversionskoeffizienten α_K /93/ die folgenden Energiebereiche, in denen α_K hinreichend groß ist und Fremdlinien auftreten können:

Endkern	Bereich
^{123}Te	0 - 400 keV
^{125}Te	- 1200 keV
^{126}Te	- 220 keV
^{127}Te	- 340 keV
^{129}Te	- 220 keV
^{131}Te	- 200 keV

Die in diese Energiebereiche fallenden Übergangsenergien in den aufgeführten Isotopen wurden den Quellen /63, 91, 94/ entnommen und sind, soweit sie sich im Konversionselektronenspektrum zeigten, in Tabelle 3 (s.u.) gekennzeichnet.

b) Messung mit einem ^{208}Pb - Konverter.

Eine weitere Ursache für das Auftreten von Linien in einem Elektronenspektrum ist monoenergetische γ- Untergrundstrahlung aus der Umgebung des Experimentes, die im Target - und Detektormaterial Photoeffekt macht. Zur Identifizierung solcher Linien wurde eine 9 mg/cm^2 dicke, zu 99,75% an ^{208}Pb angereicherte ($\sigma_{th} = 6 \cdot 10^{-4}$ b) Bleikonverterfolie in Targetposition gebracht und die von der Untergrundstrahlung in der Folie ausgelösten Elektronen unter normalen Meßbedingungen 13 h lang gemessen. Die Messung erfaßte den Bereich von 0 - 8590 keV Elektronenenergie; es zeigten sich 43 Linien, 16 davon im Bereich unter 3 MeV. Jede dieser Linien kann durch Photoeffekt oder äußere Paarbildung in der Konverterfolie oder im Detektormaterial (Si) entstanden sein. Die Verschiedenheit der Bindungsenergien der K - Elektronen in Pb und Si

erzeugt hier eine Mehrdeutigkeit. Um die Fülle der Möglichkeiten zu reduzieren, wurde folgendes Verfahren angewandt: Aus Tabellen /90/ für die Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt und äußere Paarbildung in Pb und Si wurden für jedes Material drei Elektronenbereiche bestimmt. Im ersten war der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt, der zur Emission eines Elektrons mit der kinetischen Energie E führt, größer als das Fünffache des Wirkungsquerschnitts für die Bildung eines Elektron - Positron - Paares mit der gleichen Energie. Der zweite Bereich umfaßte die Elektronenenergien mit vergleichbaren Werten für die Wirkungsquerschnitte der beiden Prozesse, während für den dritten das gleiche gilt wie für den ersten Bereich, wenn man die Rollen von Photoeffekt und äußerer Paarbildung vertauscht. Der Faktor fünf reicht hier aus, um die geringere Peaknachweiswahrscheinlichkeit für Elektron - Positron - Paare gegenüber Konversionselektronen zu berücksichtigen, wie aus der PNW der Abb. 6 abgeschätzt werden kann. In den Bereichen 1 und 3 wurde dann jeweils nur der dominierende Prozess berücksichtigt.
Auf diese Weise ergab sich eine Liste von 54 γ- Energien, die bei der Messung zu Linien im Untergrundspektrum geführt haben können. Je nach Größe des Wirkungsquerschnitts für Photoeffekt und äußere Paarbildung in Te und Si wurde für jede der ermittelten γ- Energien nachgeprüft, ob sie bei den Messungen an Te als Folge einer der beiden Prozesse (oder beider) als eine (oder zwei) Linien sichtbar wurde. Mit Hilfe von Tabellen nach E.E.Senftle et al. /91, 92/ konnten einige der γ- Energien als Folge von Neutroneneinfang in B, Al, Fe und Cu sowie als 511 keV Vernichtungsstrahlung identifiziert werden. In Tabelle 3 (s.u.) sind die ermittelten Untergrundlinien durch die sie erzeugende Reaktion bzw. (U) gekennzeichnet.

2) Auswertung der Konversionselektronenspektren.

a) Energiebestimmung.

Die beiden der vorliegenden Auswertung zugrundeliegenden Messungen umfaßten einen Elektronenenergiebereich von

200 keV $\leq E_e - \leq$ 3700 keV (20h) bzw. 10 keV $\leq E_e - \leq$ 3150 keV (67h). Als Detektor diente ein 110 $mm^2 \times$ 3mm Si(Li) - Kristall in 45 cm Entfernung vom Target.

Die Konversionskoeffizienten der Übergänge in ^{124}Te sollten mit Hilfe der γ- Intensitäten von Bushnell et al. /64/ berechnet werden. Dazu mußten die beobachteten Konversionselektronenlinien den γ- Energien gut zugeordnet werden können. Da die Bestimmung der γ- Energien unter Benutzung eines Beugungskristallspektrometers mit hoher Präzision durchgeführt worden sind, wurde in der vorliegenden Arbeit darauf verzichtet, eine eigene unabhängige Energiebestimmung durchzuführen; stattdessen wurden die γ- Energien nach Bushnell et al. als interner Standard verwendet. Man kann erwarten, daß die gemeinsame Kalibrierung die Zuordnung der Elektronenlinien zu den γ- Linien erleichtert.

Die Nichtlinearität des elektronischen Systems, bestehend aus Detektor, Vorverstärker, Hauptverstärker und Vielkanalanalysator, wurde mit Hilfe eines geeichten Präzisionsdekadenpulsers bestimmt. Um die genaue Lage einer Pulserlinie zu bestimmen, wurde durch die fünf höchsten Kanalinhalte eine Parabel 4. Ordnung gelegt. Die Abweichungen der Linienpositionen von der Geraden der kleinsten quadratischen Abweichung sind ein Maß für die Nichtlinearität des Systems, das den Pulser mit einschließt, und sind in Abb. 12 als Kreise dargestellt. Bis auf eine Ausnahme sind sie alle $< 0{,}5$ keV.

Die Eichgerade der Konversionselektronenmessung wurde ebenfalls nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung der Linienpositionen von zehn intensiven Elektronenlinien ermittelt, durch die zur Berücksichtigung der Asymmetrie der Linien wiederum Parabeln 4. Ordnung gelegt wurden. Abb. 13 zeigt einen Ausschnitt aus dem Elektronenspektrum der 67 h - Messung. Die γ- Eichenergien waren (keV): 112,56; 353,68; 557,24; 602,40; 645,57; 722,40; 827,35; 1054,18; 1324,11; 1488,3. Die Abweichungen der mit Hilfe der Eichgerade berechneten Energien von den Eichenergien sind in Abb. 12 als Kreuze eingetragen. Im Mittel sind diese Abweichungen kleiner als bei den Pulsermessungen, die dort offenbar vorwiegend durch die Nichtlinearität des

Pulsers verursacht wurden.

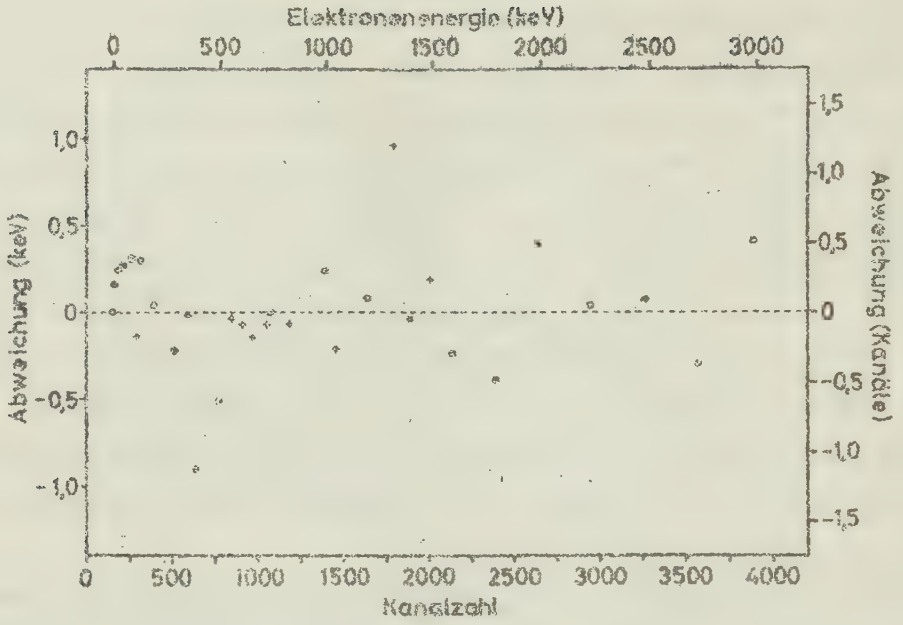


Abb. 12. Die Abweichungen nach Eichung mit einem Pulser (Kreise) und mit Energien nach Bushnell et al. (Kreuze).

Da bei der Aufnahme der Spektren keine elektronische Stabilisierung für die Verstärkung und den ADC des Vielkanalanalysators zur Verfügung stand, wurde bei der Langzeitmessung das akkumulierte Spektrum ca. alle 24 h ausgedruckt. Mit einem Rechenprogramm wurde die Energieeichung für jeden Abschnitt gesondert durchgeführt; die Spektren wurden dann auf einen Parametersatz umgerechnet und das Summenspektrum gebildet; die Rechnung erfolgte in doppeltgenauer Arithmetik. Damit sollte eine eventuelle langsame und kontinuierliche Veränderung der Eichparameter während der Messung auf das nach 24 h Betrieb vorliegende Maß reduziert werden. Während der ersten 67 h der auf 90 h geplanten Langzeitmessung trat keine merkliche Veränderung der Eichparameter auf, sodaß das auf Drift korrigierte Summenspektrum sich nur im Rahmen der statistischen Schwankungen von der unkorrigierten Summe der Spektren unterschied. Das Spektrum der letzten 24 h

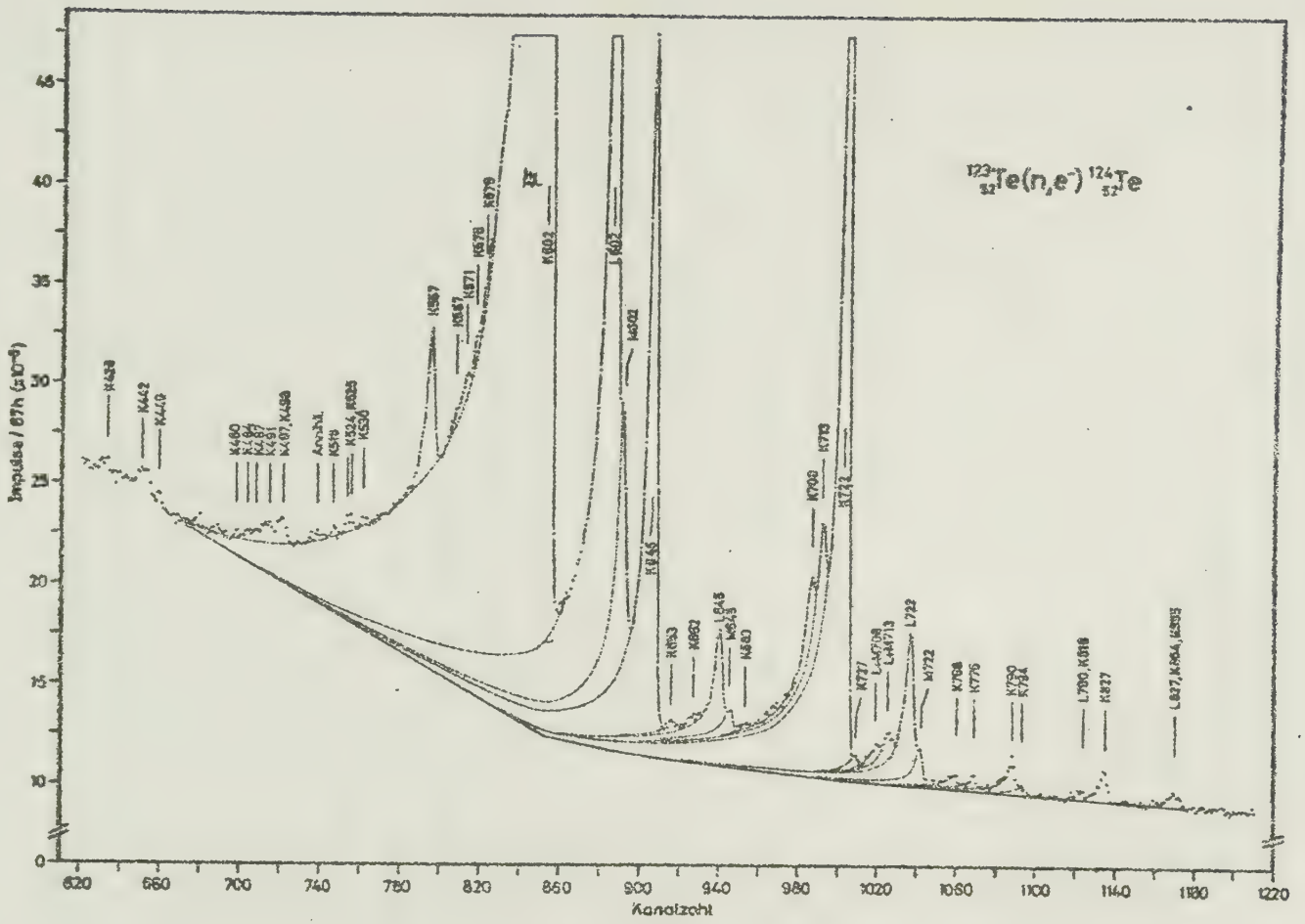


Abb.13. Ausschnitt aus dem Konversionselektronenspektrum der Reaktion $^{123}Te(n,e^-)^{124}Te$.

mußte wegen eines Sprungs der Verstärkung oder des ADCs verworfen werden.
Die in Tabelle 3 angegebenen Fehler für die Elektronenenergien setzen sich zusammen aus einem Anteil, der die Nichtlinearität der Elektronik berücksichtigt und mit 0,5 keV angesetzt worden ist, sowie aus der Unsicherheit, mit der die Lage des Peaks im Spektrum festgelegt werden konnte. Ein in der Literatur /27/ beschriebenes ALGOL - Rechenprogramm zur Bestimmung der Lage und Intensität von Konversionselektronenlinien erwies sich zur Analyse der vorliegenden Messung als ungeeignet, da es die stark asymmetrische Linienform nicht hinreichend gut beschreiben konnte.

b) Bestimmung der Intensitäten.

Zur Auswertung von Liniengruppen, bei denen die Linien zwar voneinander getrennt, wegen ihrer großen Intensität und Asymmetrie jedoch nicht auf einem durch eine Gerade zu approximierenen Untergrund, sondern auf den niederenergetischen Flanken der höherenergetischen Linien aufsitzen (s. Abb. 13), wurde ein Rechenprogramm ANPA geschrieben. Es geht nicht von einer analytischen Beschreibung der Linienform aus, sondern überträgt in einem Iterationsverfahren (mehrfache Analyse der Gruppe) die sich dabei verbessernde Linienform eines intensiven Referenzpeaks, der selbst der zu analysierenden Gruppe angehört, auf die anderen Mitglieder der Gruppe. Der Untergrund unter der Liniengruppe wird durch einen Polygonzug angenähert und vom Programm bei jeder Wiederholung neu berechnet, sein Verlauf ist abhängig von der Intensität der über den Knickstellen aufsitzenden Linien. Das Verfahren konvergiert nach wenigen Wiederholungen. In Abb.13 ist das Ergebnis der Analyse der dargestellten Liniengruppe eingetragen.
Linien, bei denen der Untergrund durch eine Gerade angenähert werden konnte, wurden in dem Kanalzahlbereich K ausgezählt, in dem sie nicht von anderen Peaks überlagert waren. Das Resultat wurde mit einem Faktor f(K) multipliziert, der aus dem erwähnten Referenzpeak gewonnen wurde und die Linienform

berücksichtigt:

$$f(K) = \frac{I_R}{\sum_{i}^{K} \Delta Z_i}$$

mit ΔZ_i = Anzahl der Impulse über dem Untergrund im i - ten Kanal und I_R = Intensität der Referenzlinie (Abb. 14, links).

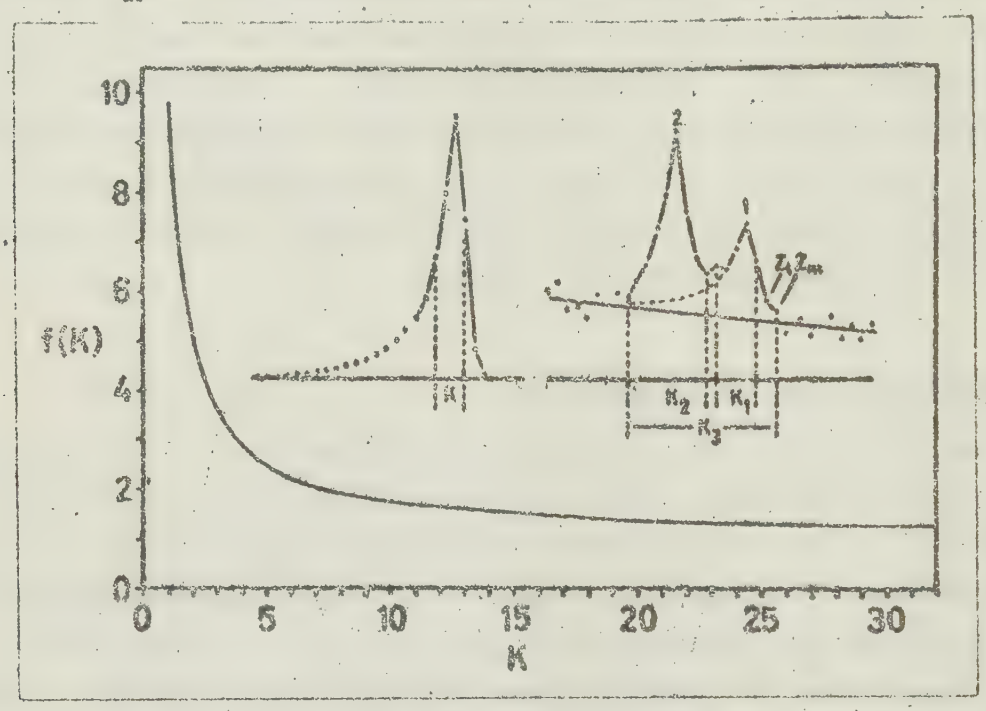


Abb. 14. Definition und Anwendung des Faktors f(K).

Die Intensitäten der in Abb. 14 rechts dargestellten Linien können nach folgenden Gleichungen ermittelt werden:
Linie 1:

$$I_1 = A(E_1) \cdot f(K_1) \cdot \sum_{i}^{K_1} \Delta Z_i$$

mit dem Fehler

$$\Delta I_1 = A(E_1) \cdot f(K_1) \cdot \left(\sum_{i}^{K_1} Z_i + K_1^2 \cdot U_1 \right)^{1/2}$$

Darin bedeuten Z_i die Zahl der Impulse im i - ten Kanal, $A(E_1)$ den energieabhängigen Korrekturfaktor der Abb. 9 und U_1 den mittleren Untergrund im Bereich K_1.
Linie 2:

$$I_2 = A(E_2) \cdot f(K_2) \cdot \left(\sum_{i}^{K_3} \Delta Z_i - \frac{f(K_1)}{f(K_3)} \cdot \sum_{i}^{K_1} \Delta Z_i \right)$$

mit dem Fehler

$$\Delta I_2 = A(E_2)\cdot f(K_2)\cdot\left(\sum^{K_3} z_i + \frac{f^2(K_1)}{f^2(K_3)}\cdot\sum^{K_1} z_i + K_3^2\cdot U_3\right)^{1/2}$$

Die 43 intensivsten Linien traten sowohl in der 20 h- als auch in der 67 h - Messung auf. Die Intensitäten I_i und ihre Fehler ΔI_i aus beiden Messungen wurden gemäß ihrer Gewichte gemittelt:

$$I = \frac{\sum_i I_i (\Delta I_i)^{-2}}{\sum_i (\Delta I_i)^{-2}}$$

$$\Delta I = \left[\frac{\sum_i (I_i - I)^2 (\Delta I_i)^{-2}}{\sum_i (\Delta I_i)^{-2}}\right]^{1/2}$$

In Tabelle 3 sind die Intensitäten I und ihre Fehler ΔI aller gemessenen Elektronenlinien aufgeführt. In den Fehlerangaben sind nur die statistischen Unsicherheiten, nicht jedoch die der PNW berücksichtigt worden.

Wie erwähnt, können bei Übergängen mit $E_\gamma \geq 2\cdot m_0c^2$ Paarlinien im Elektronenspektrum auftreten, die Konversionselektronenlinien vortäuschen oder mit Konversionselektronenlinien Doubletts bilden können. Die Peakzählrate von Paaren, die bei hochenergetischen Übergängen gebildet werden, konnte aus der PNW der Abb. 6 abgeschätzt werden, wenn die Intensität der γ- Strahlung bekannt war. Dabei wurden folgende Annahmen gemacht:

1.) Entsprechend der Bornschen Näherung für Z = 0 /5/ wurde eine symmetrische Energieaufteilung zwischen Elektron und Positron angenommen.

2.) Kleine Winkel zwischen den Emissionsrichtungen von Elektron und Positron sind gegenüber großen bevorzugt; in den Abschätzungen wurde der Grenzfall paralleler Emission angenommen.

Unter Berücksichtigung dieser Voraussetzungen gilt für die Peakzählrate P der Paarlinien:

$$P = \alpha\cdot\frac{\Gamma\cdot I_\gamma}{2}\,T^2(E_{e^-}\cdot E_{e^+}) \qquad (D.2.1)$$

Dabei sind Γ und T(E) der Koeffizient der inneren Paarbildung bzw. die PNW der Abb. 6. Der Eichfaktor a konnte durch Vergleich mit bekannten Linien bei E_γ = 2747 keV und 3152 keV zu ≈ 2 bestimmt werden.
Mit Hilfe der Gleichung (D.2.1) wurden die Elektronenintensitäten bei Überlagerung mit einer Paarlinie korrigiert. In den Fällen, in denen die Paarintensität mehr als 50% der gesamten Linienintensität betrug, wurde dies in Tabelle 3 vermerkt, es ist möglich, daß diese Linien reine Paarlinien sind.

c) Berechnung der Konversionskoeffizienten.

Die Berechnung der Konversionskoeffizienten der Übergänge in ^{124}Te aus den Elektronenintensitäten und den γ- Intensitäten nach /64/ erfolgte nach der Gleichung

$$\alpha_{K,L,M} = \frac{I_{K,L,M}}{I_\gamma}$$

mit dem Fehler

$$\Delta\alpha_{K,L,M} = \alpha_{K,L,M}\left[\left(\frac{\Delta I_{K,L,M}}{I_{K,L,M}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2\right]^{1/2}$$

wobei sich K, L, M auf die betreffende Elektronenschale beziehen. Für die Fehler der γ- Intensitäten wurden, wenn nicht im einzelnen von den Autoren /64/ anders angegeben, gemäß den in Ref. /64/ gemachten Bemerkungen folgende Werte angesetzt:
Falls I_γ < 0,25 γ's/100 NE und E_γ > 1325 keV: $\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ = 0,35
In allen anderen Fällen: $\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ = 0,25.
Der Konversionskoeffizient des 602,4 keV $2^+ - 0^+$ - Übergangs wurde auf den theoretischen Wert α_K = 4,2 für reine E2 - Strahlung normiert. Die ermittelten Konversionskoeffizienten sind mit ihren Unsicherheiten in Tabelle 3 eingetragen, ebenfalls aufgeführt sind die mit Hilfe eines Interpolationsprogramms /93/ für die Multipolordnungen E1, E2, M1, M2 berechneten theoretischen Werte. In Abb. 15 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt, die gestrichelten Teile der theoretischen Kurven stellen Extrapolationen dar.

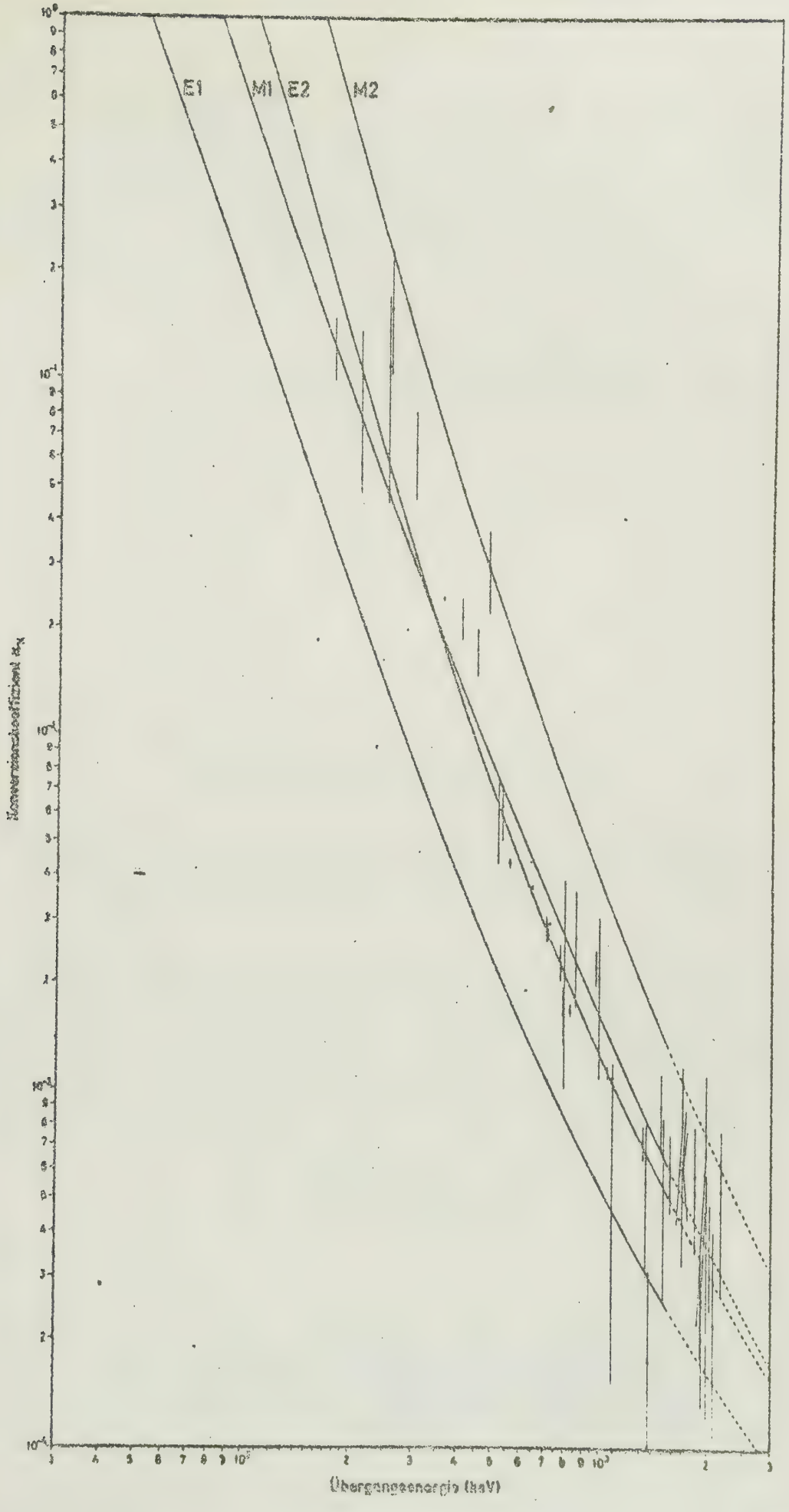


Abb.15. Die Konversionskoeffizienten der Übergänge in ^{124}Te.

Da die Konversionslinie der M - Schale nicht immer von der der L - Schale getrennt werden konnte, wurde das Verhältnis $I_K/(I_L + I_M)$ gebildet und mit theoretischen Voraussagen verglichen. Abb. 16 stellt das Ergebnis graphisch dar, die experimentellen Werte sind in Tabelle 3 angegeben.

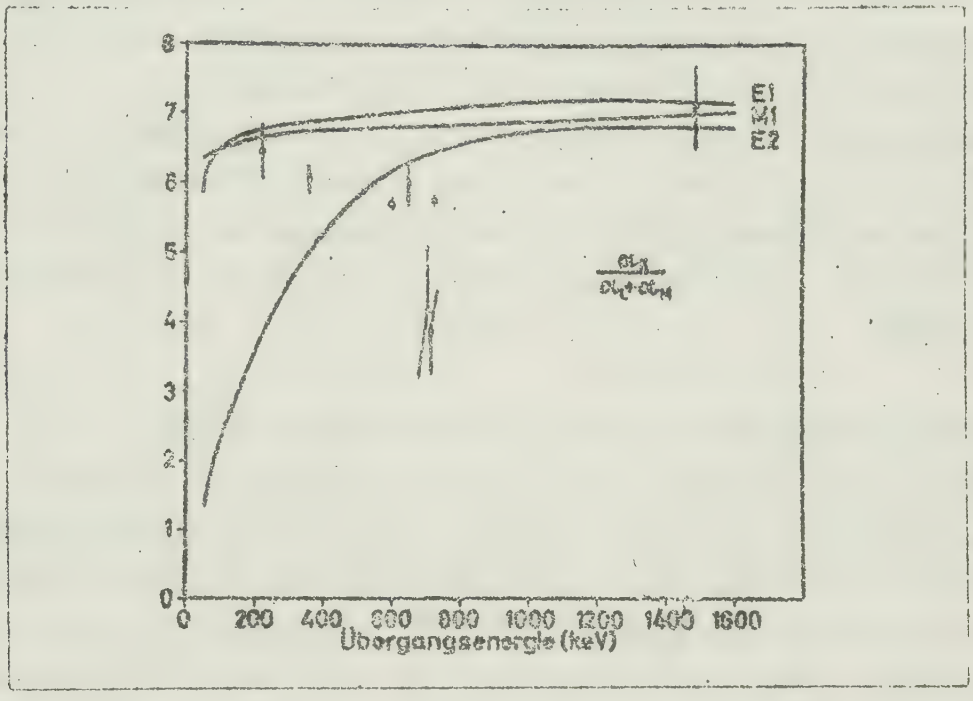


Abb. 16. Die theoretischen und experimentell bestimmten K/L+M - Verhältnisse von Übergängen in ^{124}Te.

Für einen Übergang konnte aus dem gemessenen K/L+M - Verhältnis der Betrag des E2/M1 - Mischungsverhältnisses bestimmt werden (s. Tab. 3; E_γ = 353,6 keV). Mischungsverhältnisse können aus Konversionskoeffizienten und K/L+M - Verhältnissen nach folgenden Gleichungen berechnet werden:

$$\delta^2 = \frac{\alpha_K(exp) - \alpha_K(L)}{\alpha_K(L+1) - \alpha_K(exp)}$$

bzw.:

$$\delta^2 = \frac{\alpha_L(L) + \alpha_M(L)\left[\frac{\alpha_K}{\alpha_L+\alpha_M}(exp) - \frac{\alpha_K}{\alpha_L+\alpha_M}(L)\right]}{\alpha_L(L+1) + \alpha_M(L+1)\left[\frac{\alpha_K}{\alpha_L+\alpha_M}(L+1) - \frac{\alpha_K}{\alpha_L+\alpha_M}(exp)\right]}$$

mit dem Fehler:

$$\Delta(\delta^2) = \left(\sum_i \left(\frac{\partial}{\partial \alpha_{i(exp)}} \delta^2 \cdot \Delta\alpha_{i(exp)}\right)^2\right)^{1/2}$$

In Tabelle 3 bedeutet die Kennzeichnung x) für eine Elektronenintensität, daß die Linie zwar den angegebenen Ursprung haben kann, aber die aufgeführte Intensität besitzt, falls es sich um einen Übergang in ^{124}Te handelt.
Klammern bei Werten für Konversionskoeffizienten deuten an, daß diese Werte möglicherweise einen großen systematischen Fehler besitzen; in der letzten Spalte bedeuten sie Unsicherheit in der Zuordnung zwischen γ- und Konversionselektronenenergie.

d) Einordnung der Linien in das Niveauschema.

Durch Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips ist es grundsätzlich möglich, aus den gewonnenen Energiedaten ein Niveauschema des Kerns zu konstruieren. Ob die Anwendung eines solchen Verfahrens für ein gegebenes Experiment sinnvoll ist, hängt von der Zahl der zufälligen Energieschleifen ab. (Unter einer Energieschleife versteht man die Übereinstimmung der Summe zweier Übergangsenergien mit einer dritten innerhalb gewisser Grenzen.) Die Grenzen werden durch die erreichbare Meßgenauigkeit bestimmt, beim vorliegenden Experiment muß mit einem Fehler in der Energieangabe bis zu $\Delta\varepsilon$ = 1,0 keV, in einigen Fällen auch darüber, gerechnet werden (s. Tab.3). Unter der Annahme, daß sich die Fehler der Summanden geometrisch addieren, kann die Bedingung für eine Energieschleife nicht schärfer angesetzt werden als

$$|E_1 + E_2 - E_3| \leq \left(\sum_i \Delta\varepsilon_i^2\right)^{1/2} = \Delta E \approx 1{,}5 \text{ keV} \qquad \text{(D.2.2)}$$

Bei 111 gemessenen Elektronenenergien ergaben sich 6105 Energiesummen, die Forderung (D.2.2) erfüllten im Bereich bis 3,1 MeV Übergangsenergien 453 Summen.
Die Zahl der zufälligen Übereinstimmungen kann abgeschätzt werden /6/:

$$N_{acc} = 2 \cdot \sum_{u} \Delta E \, \varrho_u^L(E) \, \varrho_u^S(E) \, \delta E_u \quad \text{(D.2.3)}$$

Dabei sind ϱ_K^L und ϱ_K^S die Anzahl der Linien bzw. Summen in einem Energieintervall δE_K. Mit δE_K = 50 keV ergab sich für die Zahl der zufälligen Energieschleifen der Wert 433, sodaß nur ca. 4,5% aller Energieschleifen echt sind. Hieraus folgt, daß die Konstruktion eines Niveauschemas nach dem Ritz'schen Kombinationsprinzip aus den vorliegenden Daten nicht möglich ist.

Für die Einpassung der Linien in das Niveauschema von Bushnell et al. liegen die Verhältnisse günstiger. EO - Übergänge, die im γ- Spektrum nicht zu sehen sind, können dabei zwischen mögliche Kandidaten für die Bezeichnung 0^+ eingefügt werden. Bei der Abschätzung der zufälligen Einpassungen kann ebenfalls Gl. (D.2.3) benutzt werden, wobei die Dichte der Liniensummen durch die Dichte der Niveauabstände zu ersetzen ist. Die Bedingung für eine Einpassung lautet:

$$||EN_1 - EN_2| - E| \leq \Delta E = 1{,}5 \text{ keV}$$

Ein Suchprogramm KOMBI ermittelte bei 41 eingegebenen Niveauenergien EN_i 820 Niveauabstände und 172 Einpassungen, davon sind nach Gl.(D.2.3) 124 zufällige. Dies bedeutet, daß 35% aller Einpassungen echt sind. Bestanden für eine Konversionslinie mehrere Möglichkeiten der Einpassung, so konnten in einigen Fällen aufgrund von Auswahlregeln für Spin und Parität und der aus dem Konversionskoeffizienten bestimmten Multipolarität des Übergangs alle bis auf eine ausgeschieden werden. Die in dieser Arbeit erstmals getroffenen Einordnungen von Übergangsenergien in das Niveauschema sind in Tab.3 mit " d.A. " bezeichnet.

Abb. 17 zeigt das durch Niveauenergien nach Ragaini et al. /47/ und Meyer et al. /36/ erweiterte Niveauschema von Bushnell et al. /64/ mit den eingeordneten Übergangsenergien aus der vorliegenden Messung. Die in dieser Arbeit neu bestimmten bzw. präzisierten Werte für Niveauenergien, Spins und Paritäten sind unterstrichen.

3) Messung des Paarspektrums.

Der Targetkern ^{123}Te besitzt im Grundzustand Spin und Parität $1/2^+$, sodaß der Einfangszustand in ^{124}Te die Kennzeichnung 0^+ oder 1^+ besitzen kann. Mit Hilfe eines Si(Li) - Detektors mit 5 mm dicker aktiver Zone und 200 mm^2 Zählfläche wurde das Spektrum der aus dem Zerfall des Einfangszustandes herrührenden Elektron - Positron - Paare im Energiebereich 2300 keV $\leq E_{\gamma} \leq$ 8550 keV gemessen. Im Gegensatz zur Messung der primären γ- Strahlung können hierbei auch $0^+ - 0^+$ Übergänge nachgewiesen werden, sodaß diese Messung dazu geeignet erschien, mit den Daten der Konversionselektronenmessungen zusammen neue, insbesondere 0^+ - Zustände zu finden. In Abb. 18 ist das Spektrum der Paarlinien von Übergängen aus dem Einfangszustand in Zustände bis 3,1 MeV Anregungsenergie wiedergegeben. Zur Energieeichung wurden wie bei den Konversionselektronenmessungen Energiewerte bekannter /64/ Übergänge benutzt; die Kanalbreite betrug 6 keV, sodaß in den Energieangaben für die Paarlinien mit diesem Fehler gerechnet werden muß. Die Ergebnisse der Messung sind in Tab. 4 wiedergegeben.

Einige der Linien sind als Untergrundlinien identifiziert worden, die durch äußere Paarbildung von Einfangs - γ - Strahlung entstand, die im umgebenden Spektrometermaterial durch gestreute Neutronen gebildet wurde. Diese Linien sind in Abb. 18 mit " ext. " gekennzeichnet, in Tab. 4 ist das einfangende Material aufgeführt.

Die meisten der Linien des Spektrums konnten Übergängen zu bekannten Niveaux zugeordnet werden, während dies bei einigen hochenergetischen Übergängen nicht möglich war. In zwei Fällen (P8140, P7923) bestand zwischen der ermittelten Endniveauenergie und einer Übergangsenergie im Konversionselektronenspektrum Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen, sodaß hier neue Niveaux vermutet werden können. Bei der Diskussion des Niveauschemas werden sie im einzelnen besprochen.

TABELLE 3.1

E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	Schale	von - nach bzw. Störreaktion	Ref.	I_e - (10^{-3}/100NE)	ΔI_e -	α(exp)	$\Delta\alpha$(exp)	α(E1) (·10^{-3})	α(E2)	α(M1)	α(M2)	Multipolarität	Im (n,γ)-Spektrum?
75,5	0,7	K(?)	^{128}Te(n,e$^-$)	/94/	3,9[x]	0,6[x]								
112,4	0,7	K	3100,8(2$^-$)-2988,9(1$^-$,2$^-$)	/64/	99,3	1,3								nein
112,4		L + M			15,4	0,94	834	51	123	820	426	3690	M1,(E2)	ja
147,9	0,7	K(?)	^{124}Te(n,e$^-$)	/63/	0,65[x]	0,3[x]	130	11	18,6	330	65,7	847	K/L+M:6,45±0,4	
159,0	0,7	K	^{122}Te(n,e$^-$)	/94/										nein
167,0	0,7	K(?)	^{128}Te(n,e$^-$)	/94/	1,0[x]	0,3[x]								Doublett
175,7	0,7	K	2858,2(1$^+$,2$^+$)-2681,1(1$^+$,2$^+$)	d. A.	2,48	0,4	124	26	35,1	187	124	758	M1	nein
204,3	1,0	K	^{124}Te(n,e$^-$) ; Doublett	/94/										ja
209,5	1,0	K												ja
225,8	0,7	K	1882,0(0$^+$)-1656,3(0$^+$)	d. A.	0,55	0,23	92,9	45	21,6	104	77	417	M1,E2	ja
251,2	0,7	K	2931,9(0$^+$,1$^+$,2$^+$)-2681,1(1$^+$,2$^+$)	d. A.	1,05	0,18							E0	ja
254,4	0,7	K	2947,3(0$^+$)-2693,1(3$^-$)	d. A.	0,39	0,22	109	64	13,2	57,1	47,4	227	M1,E2	nein
266,7		K			0,68	0,21	159	56	12,7	54,8	45,8	218	E3	ja
271,5	n./64/	K	^{122}Te(n,e$^-$) Doublett											ja
282,9	n./64/	K	Doublett											ja
298,5	0,7	K	^{126}Te(n,e$^-$)	/94/	0,84[x]	0,22[x]	64	18	8,32	32,7	30,1	130	≠ E1	ja
303,3	0,7	K												ja
305,3	0,7	K	Triplett											nein
307,7	0,7	K	3001,0-2693,2(3$^-$)	/47/										nein
353,6	0,7	K	3100,8(2$^-$)-2747,1(1$^-$)	/64/	63,8	0,66	24,6	0,35	5,37	19,2	19,6	75,7	M1,E2	ja
353,6		L			8,77	0,27	3,4	0,1	0,658	2,95	2,44	10,9	K/L+M:6,05±0,2	ja
353,6		M			1,75	0,08	0,67	0,03	0,124	0,89	0,46	1,94	$\lvert\delta\rvert$=0,73$^{+0,16}_{-0,20}$	
359,4	0,7	K	Doublett											Doublett
392,0	1,0	K	Doublett											Doublett
399,9	1,0	K	^{124}Te(n,e$^-$) ; Triplett	/63/										Triplett
407,9	0,7	K	3100,8(2$^-$)-2693,1(3$^-$)	/64/	0,92	0,12	21,4	2,9	3,76	12,5	13,7	48,7	M1,(E2)	ja
426,2	1,0	K	2454,0(2$^+$,3$^+$)-2037,7(2$^+$)	d. A.										ja
428,6	1,0	K	Doublett											ja
442,8	1,7	K	Doublett											ja
449,2	0,7	K			0,5	0,06	17,3	2,7	2,98	9,45	10,7	36,4	M1,(E2)	ja
480,2	0,7	K												ja
484,2	0,7	K			0,45	0,05	30,0	8,3	2,49	7,62	8,91	29,1	M2	nein
487,4	0,7	K			0,45	0,15								ja
490,5	1,0	K	Doublett											nein
498,5	0,7	K	Doublett											ja
518,4	0,7	K			0,37	0,1	6,0	1,7	2,13	6,29	7,53	23,8	(M1),E2	Doublett
														ja

TABELLE 3,2

E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	Schale	von - nach bzw. Störreaktion	Ref.	I_γ - (10^{-3}/100NE)	ΔI_γ - (10^{-3}/100NE)	α(exp)	$\Delta\alpha$(exp)	α(E1) ($\cdot 10^{-3}$)	α(E2) ($\cdot 10^{-3}$)	α(M1) ($\cdot 10^{-3}$)	α(M2) ($\cdot 10^{-3}$)	Multipolarität	Im (n,γ)-Spektrum?
530,3	1,0	K			0,37	0,06	6,22	1,2	2,02	5,91	7,12	22,3	M1,E2	ja
557,2	0,7	K	1882,0(0^+)-1324,8(2^+)	d. A.	4,60	0,11	4,34	0,14	1,80	5,17	6,31	19,3	E2	ja
566,9	1,0	K			0,51	0,17								nein
570,5	1,0	K			0,73	0,16								nein
574,9	1,0	K			0,64	0,17								nein
578,0	0,7	K	1180,7(0^+)- 602,4(2^+)	d. A.	0,33	0,1								nein
602,3	0,5	K	602,4(2^+)- 0,0(0^+)	/64/	293	1,96	4,20	0,05	1,51	4,20	5,23	15,4	E2	ja
602,3		L			43,2	0,47	0,62	0,01	0,181	0,566	0,644	2,07	K/L+M:5,68±0,07	
602,3		M			8,57	0,24	0,12	0,003	0,034	0,111	0,125	0,426		
645,4	0,5	K	1248,0(4^+)- 602,4(2^+)	/64/	26,1	0,28	3,72	0,05	1,30	3,52	4,43	12,7	E2	ja
645,4		L			3,55	0,13	0,51	0,02	0,156	0,468	0,544	1,69	K/L+M:6,0±0,3	
645,4		M			0,8	0,06	0,11	0,01	0,029	0,091	0,106	0,358		
653,1	0,7	K(?)	^{124}Te(n,e$^-$)	/63/	0,38[x]	0,1[x]								nein
661,5	1,7	K	Doublett											ja
683,0	1,0	K			0,25	0,18								nein
708,8	0,5	K	1956,2(4^+)-1248,0(4^+)	/64/	2,17	0,19	2,86	0,26	1,06	2,78	3,55	9,79	E2	ja
708,8		L + M			0,52	0,11	0,69	0,15	0,150	0,432	0,520	1,52	K/L+M:4,2±1,0	
713,2	0,5	K	2037,7(2^+)-1324,8(2^+)	/64/	3,94	0,08	2,66	0,08	1,05	2,74	3,50	9,62	E2	ja
713,2		L + M			1,02	0,16	0,69	0,11	0,149	0,426	0,512	1,55	K/L+M:3,86±0,6	
722,3	0,5	K	1324,8(2^+)- 602,4(2^+)	/64/	38,8	0,29	2,94	0,04	1,02	2,66	3,40	9,30	(E0),M1,E2	ja
722,3		L			5,52	0,04	0,42	0,01	0,122	0,347	0,415	1,22	K/L+M:5,74±0,06	
722,3		M			1,26	0,02	0,095		0,022	0,065	0,083	0,273		
727,5	0,7	K(?)			0,42	0,17								nein
767,3	1,0	K	^{124}Te(n,e$^-$) ; Doublett	/63/										ja
774,8	0,7	K			0,37	0,03	2,3	0,3	0,882	2,24	2,89	7,68	E2	ja
785,6	1,0	K	(U)		< 0,2[x]									nein
790,4	0,7	K	2037,7(2^+)-1248,0(4^+)	/36/	1,1	0,2	1,64	0,3	0,847	2,14	2,76	7,28	E2	ja
794,3	0,7	K			0,27	0,15	2,45	1,45	0,838	2,12	2,73	7,18	M1,E2	(ja)
818,2	0,7	K			0,2									nein
827,5	0,7	K	2152,2(0^+)-1324,8(2^+)	/64/	1,14	0,04	1,67	0,07	0,772	1,93	2,48	6,44	E2	ja
854,7	1,0	K			0,18	0,15								nein
857,1	0,7	K	2181,2(1^+)-1324,8(2^+)	/64/	0,4	0,15	2,67	0,1	0,719	1,77	2,29	5,86	M1,(E2)	ja
970,0	1,7	K			< 0,2									ja
975,6	0,7	K	2224,9($3^+,4^+$)-1248,0(4^+)	/36/	0,46	0,1	2,21	0,25	0,558	1,33	1,70	4,17	M1	ja
988,3	1,0	K			0,21	0,11								nein
997,9	1,0	K			0,31	0,13	2,07	0,1	0,535	1,26	1,62	3,93	M1,(E2)	ja

TABELLE 3.5

E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	Schale	von – nach bzw. Störreaktion	Ref.	I_γ – (10^{-3}/100ZE)	ΔI_γ –	α(exp)	$\Delta\alpha$(exp)	α(E1) ($\cdot 10^{-3}$)	α(E2)	α(M1)	α(M2)	Multipolarität	Im (n,γ)-Spektrum?
1005,0	1,0	K(?)	(P1992,9 + P1998,0)	/64/	0,22 x)	0,1 x)								nein
1020,9	1,0	K			0,14	0,1								nein
1025,0	1,0	K	2681,1($1^+;2^+$)–1656,3(0^+)	d. A.	0,16	0,1								nein
1035,2	0,7	K			0,2	0,1								nein
1054,0	0,5	K	1656,3(0^+)– 602,4(2^+)	/64/	1,79	0,06	1,12	0,05	0,485	1,12	1,43	3,42	E2	ja
1066,2	1,0	K	2947,3(0^+)–1882,0(0^+)	d. A.	0,18	0,1							E0	nein
1083,7	1,0	K	2808,3($0;1^+;2^+$)–1724	d. A.	0,17	0,13								nein
1086,9	0,7	K	2411,8–1324,8(2^+)	/36/	0,13	0,1	0,67	0,52	0,456	1,05	1,33	3,16	E1;(E2)	ja
1098,8	1,0	K(?)	(P2090,6)	/64/	0,19 x)	0,1 x)								nein
1123,5	0,7	K			0,15	0,1								nein
1129,5	0,7	K	2454,0($2^+;3^+$)–1324,8(2^+)	/47/	0,2	0,1								nein
1152,5	0,7	K(?)	(P2143,5)	/64/	0,17 x)	0,1 x)								nein
1180,7	0,7	K	1180,7(0^+)– 0,0(0^+)	d. A.	0,13	0,09								nein
1206,2	0,7	K	2454,0($2^+;3^+$)–1248,0(4^+)	/47/	0,17	0,1								nein
1216,5	0,7	K			0,1	0,09								nein
1281,3	0,7	K			0,12	0,07								nein
1325,0	0,5	K	1324,8(2^+)– 0,0(0^+)	/64/	1,25	0,13	0,71	0,08	0,319	0,695	0,857	1,93	E2	ja
1354,0	1,7	K	1956,2(4^+)– 602,4(2^+)	/64/	0,4	0,1	0,59	0,2	0,307	0,663	0,818	1,83	E2	ja
1368,4	1,0	K	Doublett											ja
1375,9	0,7	K	2701,8($2^-;3^-$)–1324,8(2^+)	/36/	0,16	0,12	0,17	0,14	0,299	0,642	0,790	1,76	E1	ja
1379,9	1,0	K			0,2									nein
1384,3	1,7	K	2710,7–1324,8(2^+)	/47/	0,24	0,1								nein
1436,8	1,0	K	Doublett											Doublett
1463,0	1,0	K	Doublett mit I1436,8											ja
1488,5	0,5	K	2090,6– 602,4(2^+)	/64/	1,77	0,06	0,9	0,23	0,261	0,550	0,666	1,45	E3	ja
1488,5		L + M			0,24	0,1	0,12	0,06	0,036	0,081	0,095	0,226	K/L+M:7,12±0,6	
1499,6	1,7	K(?)	(P2490,5)	/64/	0,17 z)	0,1 z)								nein
1509,1	1,0	K	2835,0(0^+)–1324,8(2^+)	/47/	0,21	0,1	0,54	0,29	0,255	0,536	0,647	1,41	(M1),E2	ja
1579,1	0,7	K	2181,2(1^+)– 602,4(2^+)	/64/	0,9	0,05	0,60	0,15	0,237	0,492	0,593	1,27	M1,(E2)	ja
1637,1	1,0	K			0,17	0,1								nein
1657,8	0,7	K			0,14	0,09								nein
1690,4	1,0	K	Doublett											ja
1703,9	1,0	K											E1 n./64/	ja
1707,1	1,0	K			0,24	0,09	0,79	0,37	0,210	0,422	0,502	1,05	≠ E1	ja
1719,8	0,7	K	2322,2($1^+;2^+$)– 602,4(2^+)	/64/	0,24	0,09	0,60	0,28	0,208	0,420	0,500	1,04	M1,E2	ja
1851,0	1,0	K	2454,0($2^+;3^+$)– 602,4(2^+)	/64/	0,97	0,1	0,60	0,17	0,207	0,416	0,495	1,03	E1	ja
					0,31	0,03	0,57	0,22	0,183	0,363	0,428	0,985	≠ E1	ja

TABELLE 3,4

E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	Schale	von – bzw. Störreaktion	– nach	Ref.	I_e – (10^{-3}/100NΣ)	ΔI_e –	α(exp)	$\Delta\alpha$(exp)	α(E1) (·10^{-3})	α(E2)	α(M1)	α(M2)	Multipolarität	Im (n,γ)-Spektrum?
1859,0	0,7	K	(U)			0,13 x)	0,03 x)								nein
1882,0	0,7	K	1882,0(0^+)–	0,0(0^+)	d. A.	2,17	0,06							E0	nein
1882,0		L + M				0,30	0,06							K/L+M:7,25±1,4	
1916,6	0,7	K				0,26	0,17								nein
1919,0	0,7	K	2522,2(+)–	602,4(2^+)	/36/	0,34	0,1	0,29	0,11	0,172	0,338	0,398	0,800	E2	ja
1923,8	0,7	K				0,08	0,08								nein
1927,0	0,7	K				0,11	0,09	0,25	0,21	0,171	0,335	0,393	0,793		ja
1932,1	0,7	K				0,26	0,11								nein
1991,8	1,0	K				0,17	0,1	0,66	0,44	0,163	0,317	0,372	0,740	≠ E1	ja
1997,3	0,7	K	2600,4(2^+)–	602,4(2^+)	/64/	0,24	0,12	0,35	0,23	0,162	0,313	0,368	0,732	M1,E2	ja
2021,2	1,0	K	2021,2(0^+)–	0,0(0^+)	d. A.	0,13	0,09								nein
2037,9	1,0	K	2037,7(2^+)–	0,0(0^+)	/64/	0,44	0,09	0,36	0,12	0,157	0,303	0,353	0,700	(M1),E2	ja
2037,9		L + M				0,12	0,1	0,10	0,08	0,022	0,045	0,049	0,107		
2077,6	0,7	K	2681,1($1^+;2^+$)–	602,4(2^+)	/64/	0,15	0,12	0,22	0,18	0,153	0,292	0,340	0,670		ja
2152,4	0,7	K	2152,2(0^+)–	0,0(0^+)	d. A.	0,35	0,13							E0	nein
2181,0	1,0	K	2181,2(1^+)–	0,0(0^+)	/64/	0,26	0,1	0,52	0,25	0,142	0,267	0,308	0,605	M1;(M2,E3)	ja
2205,7	0,7	K	2808,3(1^-)–	602,4(2^+)	d. A.	0,15	0,09								(ja)
2213,6	0,7	K	2817,8(1^-)–	602,4(2^+)	d. A.	0,25	0,12								(ja)
2220,8	0,7	K				0,16	0,1								nein
2301,9	1,0	K	(U)			0,1 x)	0,09 x)								nein
2561,1	1,0	K				0,18	0,09							E0	nein
2636,6	1,0	K	(2639,5–	0,0(0^+))	d. A.	0,17	0,1	(0,85)	0,56	0,108	0,193	0,215	0,407		ja
2837,0	1,0	K				0,19	0,1								(ja)
2845,7	1,0	K				0,15	0,1	(0,94)	0,7	0,098	0,171	0,187	0,350		ja
2870,3	1,0	K				0,17	0,1								nein
2973,7	1,0	K	(2975,6–	0,0(0^+))	d. A.	0,2	0,1	(0,94)	0,58	0,092	0,159	0,173	0,320		ja

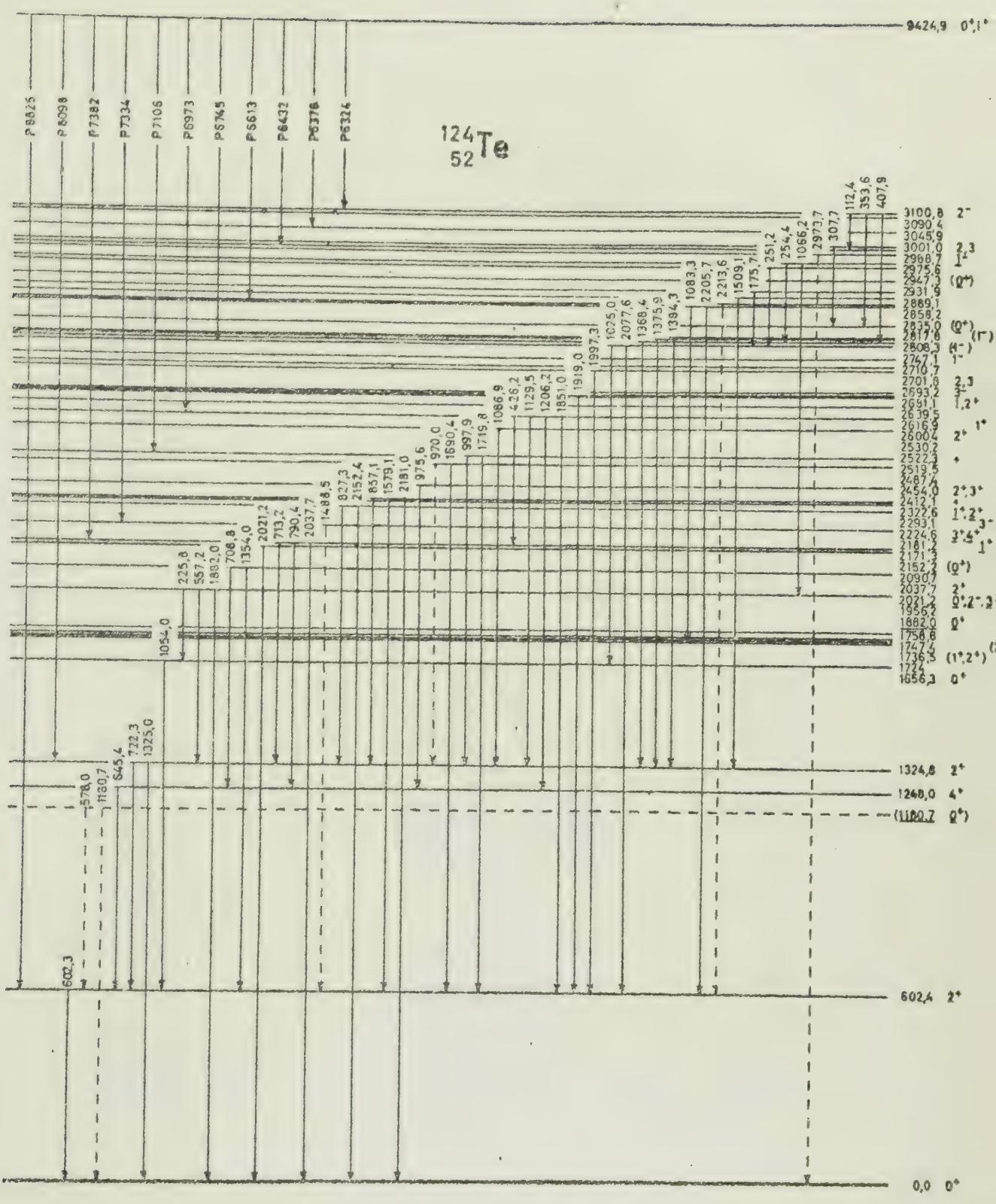


Abb.17. Das Niveauschema von ^{124}Te.

Tabelle 4

E (keV)	Anregungsenergie des Endzustandes (keV) bzw. störendes Material.	Ref.
9011,3		
8879,0	Cr	/92/
8825,0	602,4(2^+)	/64/
8494,3		
8259,9		
8139,7	(1281,3)	d.A.
8097,6	1324,8(2^+)	/64/
7923,3	(1499,6)	d.A.
7911,2	Cu	/92/
7815,1	Ni	/92/
7730,9		
7640,7	Fe , Cu	/92/
7382,3	2037,7(2^+)	/54/
7334,2	2090,7	/64/
7286,1		
7105,7	2322,6(1^+,2^+)	/64/
6973,5	2454,0(2^+,3^+)	/64/
6835,2	Ni	/92/
6769,1		
6745,0	2681,1(1^+,2^+)	/64/
6612,8	2817,8(1^-)	/64/
6432,5	2988,7(1^-)	/64/
6378,4	3045,9	/64/
6324,3	3100,8(2^-)	/64/

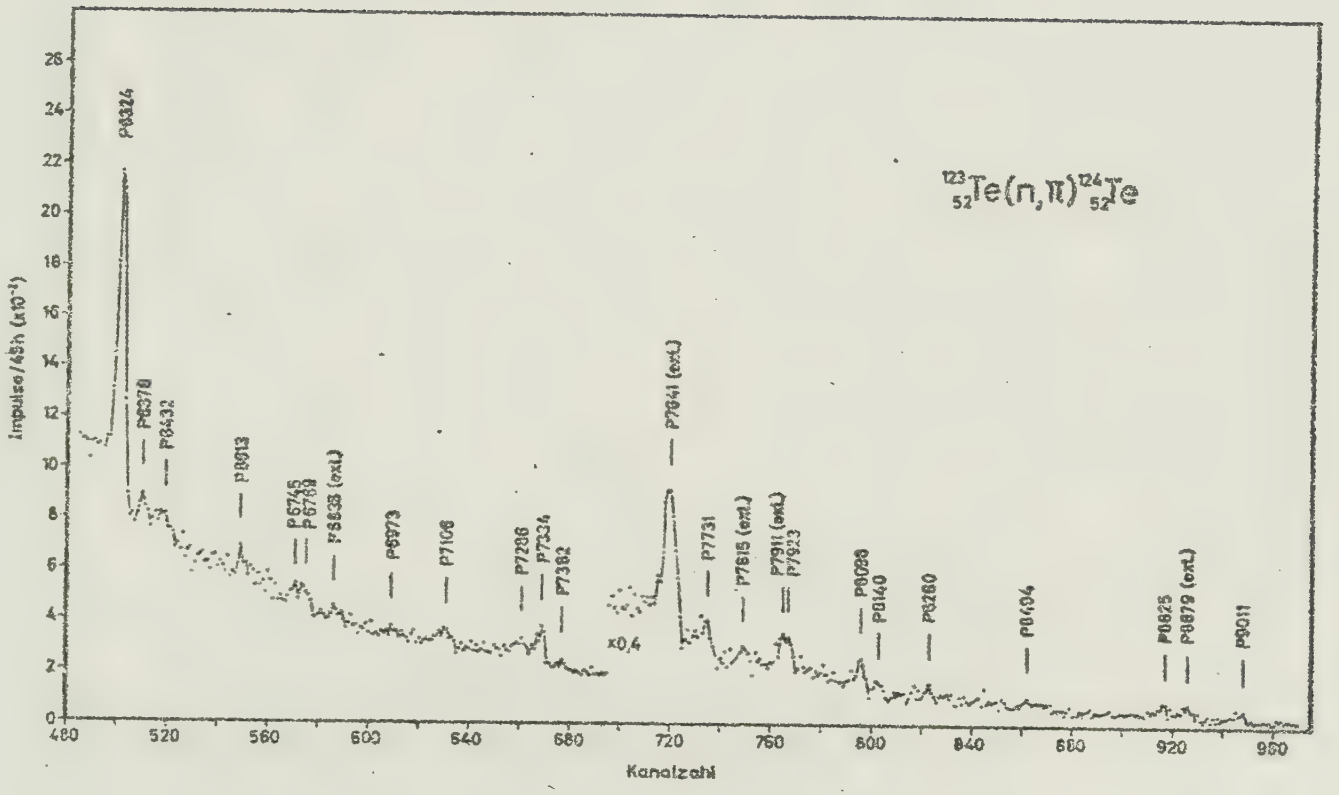


Abb.18. Das Spektrum der Elektron-Positron-Paare der Reaktion $^{123}Te(n,)^{124}Te$.

4) Diskussion des Niveauschemas.

602,4 keV - Niveau: Der erste angeregte Zustand besitzt nach allen bisherigen Untersuchungen die Kennzeichnung 2^+ und wird meist als der Zustand der Einphononen-Quadrupolschwingung angesehen. Der Grundzustandsübergang ist im Elektronenspektrum intensiv zu beobachten (s. Abb. 13) und diente bei der Auswertung zur Gewinnung von f(K); der Konversionskoeffizient wurde an den theoretischen Wert $4,2 \cdot 10^{-3}$ für reine E2 - Strahlung angepaßt.

1156 keV - Niveau: Zhelev et al. /43/ beobachten nach β^- - Zerfall von ^{124}Sb bei Konversionselektronenmessungen einen Übergang der Energie 1156 keV, der nicht im γ- Spektrum erscheint. Sie deuten ihn als den Grundzustandsübergang aus dem Zweiphononen - 0^+ - Niveau. Ebenfalls wird von einem 554 keV - Übergang zum 602,4 keV - Niveau berichtet.
In den vorliegenden Messungen tritt eine Linie bei 1152,5 keV auf, eine 550 keV Linie, die als Übergang aus einem 1152,5 keV 0^+ - Niveau zum ersten 2^+ - Zustand gedeutet werden könnte, tritt weder bei den γ- Spektren von Bushnell et al. noch in den vorliegenden Messungen auf. Die Intensität, mit der die Linie auftreten müßte, kann mit Hilfe von Gl.(C.3.7) abgeschätzt werden. Für $B_2 = 0,174$ /83/ ergibt sich I_γ (E2, 550 keV) = $0,1 \pm 0,06$/100 NE. Diese Intensität hätte sowohl von Bushnell et al. als auch in den vorliegenden Messungen beobachtet werden müssen, sodaß es zweifelhaft erscheint, daß die 1152,5 keV Linie zum Grundzustandsübergang eines 0^+ - Niveaus gehört. Weiterhin existieren keine eindeutig zuzuordnenden Übergänge aus anderen Zuständen in ein solches Niveau.
Andererseits läßt sich die Linie " K1152 " mit Hilfe von Gl. (D.2.1) vollständig als Paarlinie des 2143,6 keV -Übergangs erklären, wenn die Multipolarität E1 für diesen Übergang angenommen wird (Γ(E1) = $6,5 \cdot 10^{-4}$).

1180,7 keV - Niveau: Die Linien K1180 und K578 können nicht in das Niveauschema eingeordnet werden; diese Übergangsenergien treten auch in den γ- Spektren von /64/ nicht auf. Sie können als die Übergänge aus einem 0^+ - Niveau zum Grundzu-

stand bzw. zum ersten angeregten Zustand gedeutet werden. Dabei bleibt ungeklärt, warum Bushnell et al. den 578,0 keV E2 - Übergang nicht angeben; aus der Konversionselektronenintensität kann die γ - Intensität zu 0,07 ± 0,03/100 NE abgeschätzt werden, was noch im Nachweisbereich der Messungen mit dem Beugungskristallspektrometer liegt. Eine Reihe weiterer Konversionselektronen- und γ- Linien, die zum Teil von anderen Autoren /36, 47, 64/ an anderer Stelle des Niveauschemas eingeordnet wurden, können als Übergänge zu einem Niveau bei 1180,7 keV Anregungsenergie gedeutet werden. Die folgende Aufstellung enthät die in den Konversionselektronenspektren (e^-) bzw. γ- Spektrum (γ) nach /64/ beobachteten einzuordnenden Übergangsenergien, die Anregungsenergien der Ausgangsniveaux sind in Klammern angegeben. Bei den Einordnungen wurden Auswahlregeln nicht beachtet. Die Energien sind in keV angegeben.

e^-: 566,9(1747,4); 988,3(2171,3); 1499,6(2681,1); 1637,1 (2817,8);

γ: 1045,0(2224,6); 1749,5(2931,9); 1769,2(2947,3);

$\gamma + e^-$(Energie nach /64/): 775,0(1956,2); 855,9(2037,7); 969,0(2152,2); 998,0(2181,2); 1436,0-1438,3(2616,9); 1704,3-1707,1(2889,1); 1918,7(3100,8).

Die 45 Differenzen der Anregungsenergien EN_i der Zustände oberhalb des angenommenen 1180,7 keV - Zustandes wurden mit 136 Übergangsenergien E_γ aus den Konversionselektronen- und γ- Messungen verglichen. Eine Übereinstimmung wurde angenommen, wenn die Gleichung

$$\Delta E = | 1180,7 + E_\gamma - EN_i | \leq \Delta E_\gamma + \Delta EN_i$$

erfüllt war.

Die mittlere Abweichung $\overline{\Delta E}$ der oben angegebenen 16 Übereinstimmungen ist 1,8 keV. Mit diesem Wert wurde nach Gl.(D.2.3) in der in Abschnitt D.2d) beschriebenen Weise die Zahl der zufälligen Einordnungen berechnet, für die sich der Wert 9 ergab. Dieses Ergebnis legt die Annahme eines 1180,7 keV - Niveaus nahe.

Der Wert für X nach Gl.(C.3.7) liegt bei:

$X = (1,9 \pm 1,4) \cdot 10^{-2} \Rightarrow \bar{B}_2 = 0,14^{+0,04}_{-0,07}$ (Lit./83/: 0,174)

1247,9 keV - Niveau: Dieser Zustand zerfällt durch Emission von 645 keV - Strahlung in den 2^+- Zustand. Nach Grabowski et al. /32/ und Baker et al. /33/ kann aus der Winkelkorrelation der 645 - 602 - 0 - Kaskade nicht zwischen Spin 3 und 4 für das 1247,9 keV - Niveau unterschieden werden. Der K-Konversionskoeffizient von K645 deutet auf die Multipolarität E2 hin, ist jedoch etwas größer als der theoretische Wert, sodaß eine M1-Beimischung und damit der Spin 3^+ nicht ausgeschlossen werden können. Die Systematik der Kerne in diesem Massenzahlenbereich legt jedoch die Bezeichnung 4^+ nahe.

1281,3 keV - Niveau: In den Messungen der hochenergetischen Paarlinien ist eine Linie P8140 sichtbar, die als Übergang vom Einfangszustand zu einem Zustand in der Nähe von 1285 $\pm$6 keV gedeutet werden kann; eine in den γ- Daten nicht auftretende Linie bei 1281,3 keV könnte der Grundzustandsübergang sein. Dies würde das Resultat von Christensen et al. /52/ bestätigen, die bei (d,d') - Messungen einen Zustand bei 1290 keV anregen, dem sie aufgrund seiner Position die Bezeichnung 0^+ geben. Die Energieabweichung wäre jedoch gegenüber der bei anderen Linien ($\leq$ 3 keV) sehr hoch. Weder in den γ- Spektren noch in den vorliegenden Konversionselektronenmessungen tritt eine Linie mit 679 keV auf, die als Übergang von einem 1281,3 keV 0^+ - Niveau zum 2^+ - Zustand gedeutet werden könnte. Wie mit $\bar{B}_2 = 0,174$ aus Gl.(C.3.7) abgeschätzt werden kann, müßte ein solcher Übergang die Intensität 0,17 $\pm$ 0,1 γ's/100 NE besitzen.

1324,8 keV - Niveau: Aus den Ergebnissen aller bisherigen Untersuchungen folgt für dieses Niveau die Kennzeichnung 2^+. Der Zustand zerfällt sowohl zum Grundzustand als auch zum ersten angeregten Zustand ($\Delta E = 722,3$ keV). Der Konversionskoeffizient des Grundzustandsübergangs deutet auf E2 hin und bestätigt die Werte für Spin und Parität.
Es ist bekannt, daß der Übergang $2^{+\prime} - 2^+$ eine starke M1-Komponente enthält; das gewichtete Mittel der von den Autoren

/31 - 33/ gemessenen Mischungsverhältnisse δ ist:

$$\delta = -3{,}38 \pm 0{,}05$$

Nach Gl.(C.3.3) erhält man daraus und aus dem experimentellen Wert für α_K :

$$\epsilon^2 = \frac{T(E0)}{T_\gamma(E2)} = (0{,}24 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-3}$$

Aus

$$T_\gamma(E2, 722{,}3\,keV) = \left(\frac{722{,}3}{602{,}3}\right)^5 \frac{B(E2, 2^{+\prime} - 2^+)}{B(E2, 2^+ - 0^+)} \cdot T_\gamma(E2; 602{,}3\,keV)$$

mit $T_\gamma(E2; 602{,}3\,keV) = (\tau)^{-1} = (9{,}5 \pm 0{,}5)^{-1} \cdot 10^{12}\,s^{-1}$

nach /62/ und $B(E2, 2^{+\prime} - 2^+)/B(E2, 2^+ - 0^+) = 4{,}1 \pm 1{,}6$

nach /51/ folgt: $T_\gamma(E2, 2^{+\prime} - 2^+) = (1{,}07 \pm 0{,}42) \cdot 10^{12}\,s^{-1}$

daraus folgt mit Gl.(C.3.1) und Gl.(C.3.3):

$$|\varrho(2^{+\prime} - 2^+)| = (2{,}12 \pm {}^{0{,}4}_{0{,}5}) \cdot 10^{-1}$$

Aus Gl.(C3.4) folgt dann:

$$|\beta_{00}| = 0{,}27 \pm 0{,}02$$

Mit der Wellenfunktion (C.3.5) kann der Ausdruck (C.2.1) ausgewertet werden ($n = \lambda = 0$):

$$\bar{\beta}_2^2 = N_{00} \int_0^{\frac{\pi}{3}} \sin 3\gamma\, d\gamma \int_0^{\infty} \beta^2 \left(\frac{\beta^4}{\beta_{00}^4}\right) e^{-\left(\frac{\beta}{\beta_{00}}\right)^2} d\beta$$

$$= \frac{\beta_{00}^2}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} \cdot \int_0^{\infty} x^{\frac{5}{2}} e^{-x}\, dx = \frac{\Gamma\left(\frac{7}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} \beta_{00}^2 = \frac{5}{2} \beta_{00}^2$$

$$\Rightarrow \qquad \bar{\beta}_2 = 0{,}43\ {}^{+\,0{,}03}_{-\,0{,}04}$$

Dieses Ergebnis unterscheidet sich vom Literaturwert um den Faktor 2,5, was im Rahmen des Modells eine Fehlbestimmung von $|\varrho|$ um einen Faktor $(2{,}5)^3 = 15$ bedeutet. Dies kann seine Ursache in den Fehlern der Werte der vorliegenden Arbeit, insbesondere aber auch des Wertes für $T_\gamma(E2, 2^{+\prime} - 2^+)$ sowie

in der Nichtanwendbarkeit der Wellenfunktion (C.3.5) für den Grundzustand des Kerns ^{124}Te haben. Im Phononenzahlmodell ist ein $2^{+'} - 2^{+}$ E0 - Übergang in erster Ordnung verboten /79, 87/.
Für das Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten zum Grund- und ersten angeregten Zustand ergibt sich:

$$\frac{B(E2, 2^{+'} - 2^{+})}{B(E2, 2^{+} - 0^{+})} = 143 \pm 21$$

Lopac /81/ berechnet dieses Verhältnis zu 290, Stelson /31/ und Ragaini et al. /47/ geben den Wert 150 ± 30 bzw. 152 an.

Aus den gewonnenen Ergebnissen folgt, daß zwei Auswahlregeln des Phononenmodells näherungsweise erfüllt sind:
1. γ - Übergänge sind nur zwischen Zuständen erlaubt, die sich in der Phononenzahl um eine Einheit unterscheiden.
2. E0 - Übergänge sind zwischen Zuständen verboten, die sich um eine ungerade Anzahl von Phononen unterscheiden.
Der $2^{+'}$ - Zustand kann deshalb als Angehöriger des Zweiphononentripletts angesehen werden.

1499,6 keV - Niveau: Die Linie P7926 im Paarspektrum deutet zusammen mit der Konversionslinie K1499,6, die beide nicht im γ - Spektrum auftreten, auf ein Niveau bei 1499,6 keV hin. Die Linie K1499,6 kann energetisch auch als die Paarlinie P2490 gedeutet werden. Selbst bei der angenommenen Multipolarität E1 für den 2490,5 keV - Übergang kann die gemessene Intensität jedoch nicht voll erklärt werden; die γ-Intensität nach /64/ müßte andernfalls um mindestens einen Faktor 2 falsch sein.
Dennoch bleibt es fraglich, ob ein Niveau bei 1499,6 keV existiert, da Übergänge zu tieferliegenden Zuständen nicht zu beobachten waren.

1656,3 keV - Niveau: Bushnell et al. geben für ein 0^{+} - Niveau in dieser Gegend die Energie $1655,9 \pm 0,2$ keV, Meyer et al. und Ragaini et al. die Werte 1656,6 bzw. 1656,7 keV an, während in der Arbeit von Zhelev et al. /43/ bei Konversionselektronenmessungen der Wert $1658 \pm 1,5$ keV gefunden wurde. Im vorliegenden Konversionselektronenspektrum tritt

eine Linie bei 1657,8 keV auf, die im γ- Spektrum nicht zu beobachten war und die als Kandidat für den Grundzustandszerfall dieses 0^+ - Niveaus in Frage kommt. Die Energieabweichung von der Summe 602,3 keV + 1054,0 keV = 1656,3 keV (s. Niveauschema) ist jedoch so groß, daß diese Interpretation fraglich erscheint.
Die Nachweisgrenze für Konversionselektronen betrug in der vorliegenden Messung $1 \cdot 10^{-4}$/100 NE, sodaß für den Wert X eine obere Grenze angegeben werden kann:

$$X \leq 1{,}5 \cdot 10^{-3}$$

Zhelev et al. geben den Wert mit 0,067 an.
Lopac berechnet für die Anregungsenergie des ersten angeregten 0^+ - Zustandes ~1770 keV.
Eine weitere Diskussion des Niveaus erfolgt im Zusammenhang mit der des 1882,0 keV - Niveaus.

1724; 1730,4; 1736,5; 1747,4; 1758,5; 1770 keV - Niveaux: Diese Zustände werden von Bushnell et al. nur unter Vorbehalt angegeben, und auch die vorliegenden Konversionselektronendaten geben keinen zwingenden Hinweis auf die Existenz dieser Niveaux. Als einzige Möglichkeit der Einordnung kann die Linie K1083 zwischen die Niveaux bei 2808,3 keV und 1724 keV eingefügt werden, γ- Daten liegen zu diesem Übergang nicht vor. Keine weiteren der im Konversionselektronenspektrum beobachteten Übergänge be- oder entvölkern diese Zustände mit Sicherheit.
1882,0 keV - Niveau: Im Konversionselektronenspektrum ist der Grundzustandszerfall dieses von Bushnell et al. nicht angegebenen Zustandes als intensive Linie zu beobachten. Auble et al. /53/ haben bei der (p,t) - Reaktion an ^{126}Te einen Zustand bei 1,88 MeV in ^{124}Te angeregt und gaben ihm die Bezeichnung 0^+, waren sich dieser Kennzeichnung aber nicht sicher. Aus den vorliegenden Messungen kann eindeutig geschlossen werden, daß die Bezeichnung 0^+ richtig ist.
Wenn die Nachweisgrenze für γ- Strahlung in den Messungen von Bushnell et al. mit 0,1 γ's/100 NE angesetzt wird, müßte der Konversionskoeffizient dieses Übergangs $\geq 2{,}17 \cdot 10^{-2}$

sein, um eine unter der Nachweisgrenze liegende γ- Intensität erklären zu können. Ein so großer Konversionskoeffizient ist bei dieser Energie nur für Multipolordnungen ≥ 5, d.h. Spinwerten ≥ 5, möglich. In diesem Fall wäre die Zerfallscharakteristik des Zustandes nicht verständlich, da kein Übergang zum 4^+- Niveau zu beobachten ist.
Die von den Autoren /64/ nicht einzuordnende Linie bei 557,2 keV Übergangsenergie kann als Zerfall des 1882,0 keV - Niveaus in das 1324,8 keV 2^+- Niveau gedeutet werden. Die aus dem Konversionskoeffizienten folgende Multipolarität E2 unterstützt diese Einordnung. Eine weitere, im γ- Spektrum nicht auftretende Linie liegt bei 225,8 keV, sie kann als E0 Übergang zwischen den beiden 0^+- Niveaux bei 1882,0 keV und 1656,3 KeV gedeutet werden. Die Autoren /64/ haben in diesem Energiebereich mit einem Beugungskristallspektrometer mit einer unteren Nachweisgrenze von $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ γ's/100 NE gemessen. Hieraus und aus den theoretischen Konversionskoeffizienten folgt, daß außer der Multipolordnung E0 nur E3, M3 und höhere möglich sind. Damit erscheinen die anderen Einordnungsmöglichkeiten 2182,0 keV $(1^+,2^+)$ - 1956,2 keV (4^+) und 2518,9 keV $(0^+, 1^+,2^+)$ - 2293,1 keV (3^-) unwahrscheinlich, da diese Niveaux auch unter Emission von Strahlung niedrigerer Multipolordnung in tieferliegende Zustände zerfallen können.
Der 1279,3 keV - Übergang zum ersten angeregten 2^+- Niveau ist nicht beobachtet worden, der Energieunterschied zur 1281,3 keV Linie, die als möglicher Grundzustandszerfall eines 0^+- Niveaus diskutiert wurde (s.o.), ist zu groß, um sie hier einzuordnen.
Aus den Intensitäten der Konversionslinien lassen sich folgende Verzweigungsverhältnisse berechnen:

$$\frac{\varrho^2(0^+(1882{,}0) - 0^+(1656{,}3))}{\varrho^2(0^+(1882{,}0) - 0^+(0{,}0))} = 3{,}3 \pm 0{,}6$$

Nach Davydov et al. /76/ gilt für sphärische Kerne:

$$\varrho(0^+_\beta \rightarrow 0^+_{gr}) = \frac{75 \cdot Z}{8\sqrt{42} \cdot \pi^{3/2}} \cdot \beta^3_{oo}$$

und

$$\varrho(0^+_\gamma \rightarrow 0^+_\beta) = -\left(\frac{15}{\pi}\right)^{3/2} \frac{2 \cdot \beta_{00}^3}{8 \cdot \sqrt{7}}$$

woraus folgt:

$$\frac{\varrho^2(0^+_\gamma - 0^+_\beta)}{\varrho^2(0^+_\gamma - 0^+_{gr})} = 3,6$$

Die gute Übereinstimmung des experimentellen mit dem hier angegebenen theoretischen Wert und das Energieverhältnis

$$\frac{1882,0}{602,3} = 3,12$$

deuten darauf hin, daß es sich bei den beiden 0^+- Zuständen bei 1656,3 keV und 1882,0 keV um die n=1, λ =0 bzw. λ=1, n=0 ß- bzw. γ- Schwingung im Sinne des Modells nach Davydov et al. /76/ für Kerne mit β_0 = 0 handelt.
Diesen beiden Zuständen entsprechen im Phononenzahlbild die Zweiphononen- bzw. Dreiphononen - Quadrupolschwingungszustände. Falls der bei 1180,7 keV Anregungsenergie angenommene 0^+- Zustand ebenfalls existiert, gibt es zwei Zustände mit Spin 0, die sich in die Zweiphononenstärke teilen; das Auftreten eines überzähligen Spin 0 - Zustandes ist möglicherweise eine Folge von Paarvibrationen, worauf auch die Anregung des 1656,3 keV - Niveaus in der (p,t) - Reaktion /53/ hinweist.
Weiterhin findet man:

$$X = \frac{e^2 R_0^4 \varrho^2(0^+(1882,0) - 0^+(1656,3))}{B(E2; 0^+(1882,0) - 2^+(1324,8))} = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$$

und

$$X = \frac{e^2 R_0^4 \varrho^2(0^+(1882,0) - 0^+(0,0))}{B(E2; 0^+(1882,0) - 2^+(1324,8))} = (1,04 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$$

sowie eine untere Grenze für

$$X = \frac{e^2 R_0^4 \varrho^2(0^+(1882,0) - 0^+(0,0))}{B(E2, 0^+(1882,0) - 2^+(602,3))} > 3$$

Für die X - Werte des λ=1 0^+- Zustandes stehen im Modell nach Davydov et al. keine Relationen zur Verfügung, das Phononenzahlmodell macht in erster Näherung ($\varrho \sim \langle \Psi_f | \beta_2^2 | \Psi_i \rangle$)

folgende Aussagen: Wegen $\Delta N = 1$ ist der γ- Übergang vom $0^{+''}$ - zum $2^{+'}$ - Niveau erlaubt, die EO Übergänge $0^{+''} - 0^{+'}$ und $0^{+''} - 0^{+}$ sind wegen ΔN ungerade verboten. Der γ- Übergang $0^{+''} - 2^{+}$ ist wegen $\Delta N = 2$ verboten, sodaß die Aussage über den dritten X - Wert verständlich wird. Die endlichen Werte X werden, wie im Falle des $2^{+'} - 2^{+}$ Übergangs durch Terme $\sim \beta_2^3$ im Monopoloperator bestimmt.

1956,2 keV - Niveau: In den Konversionselektronenmessungen konnte der 1354,0 keV Übergang zum ersten angeregten 2^+- Zustand und der 708,8 keV Übergang zum 4^+- Zustand bei 1248,0 keV beobachtet werden. In bisher veröffentlichten Arbeiten besteht Unsicherheit in der Spinbezeichnung für dieses Niveau. Grabowski et al. /32/, Auer et al. /37/, Auble et al. /53/ und Bushnell et al. /64/ geben $3^+,4^+$ an, während Ragaini et al. /47/ und Meyer et al. /36/ den Spin und die Parität auf 4^+ festlegen. Weiterhin wird für den 708,8 keV Übergang ein Mischungsverhältnis $\delta(E2/M1) = 0,04^{+0,03}_{-0,05}$ angegeben. /32/. Der Konversionskoeffizient α_K des 708,8 keV Übergangs deutet in den vorliegenden Messungen auf reine E2 - Strahlung hin, der starke M1 Anteil konnte nicht bestätigt werden. Ebenso weist der Konversionskoeffizient des 1354,0 keV Übergangs auf die Multipolarität E2 hin, sodaß die Bezeichnung 4^+ für dieses Niveau richtig zu sein scheint. Unter der Annahme reiner E2 Übergänge folgt für das Verzweigungsverhältnis:

$$\frac{B(E2; 4^+(1956,2) - 4^+(1248,0))}{B(E2; 4^+(1956,2) - 2^+(602,4))} = 19,7 \pm 5$$

was auf eine kollektive Natur dieses Niveaus hindeutet, wenn es als Dreiphononenzustand interpretiert wird /31/. Der Einphononenübergang ist gegenüber dem Zweiphononenübergang bevorzugt, Beimischungen von Quasiteilchenanregungen können die Kollektivität jedoch bereits verwischt haben. Bushnell et al. geben für das Verzweigungsverhältnis den Wert 25, Ragaini et al. den Wert 39,2 an. Lopac berechnet keinen Wert für $B(E2, 4_2 - 4_1)$.

2021,2 keV - Niveau: Zhelev et al. /43/ geben ein 0^+- Niveau bei 2020 keV Anregungsenergie an, das bei Konversionselektro-

nenmessungen gefunden wurde, der Grundzustandsübergang wurde nicht beobachtet. In den vorliegenden Messungen trat eine Linie bei 2021,2 keV auf, die an keiner Stelle des Niveauschemas eingeordnet werden konnte. Im β^- - Spektrum /64/ ist kein entsprechender Übergang beobachtet worden; aus der unteren Nachweisgrenze und den theoretischen Konversionskoeffizienten kann geschlossen werden, daß E1, M1 und E2 - Strahlung hätte gesehen werden müssen, sodaß die Bezeichnung 0^+, 2^-, 3^+ für dieses Niveau folgt.

2037,7 keV - Niveau: Hier ist die Situation ähnlich wie bei dem 1956,2 keV - Niveau. Beobachtet wurden der 713,2 keV Übergang zum 1324,8 keV - Niveau, der 790,4 keV Übergang zum 1248,0 keV - Niveau sowie der Grundzustandsübergang. Winkelkorrelationsmessungen /32,33/ lassen die Bezeichnung 2^+ und 3^+zu, während andere Autoren den Wert 2^+ angeben /37,53,64/. Das Mischungsverhältnis des 713,2 keV Übergangs beträgt nach /32,33/: $\delta = 1,5^{+0,5}_{-0,2}$. Der in dieser Arbeit gewonnene Konversionskoeffizient weist auf reine E2 - Strahlung hin, der hohe M1 Anteil konnte nicht festgestellt werden. Der Konversionskoeffizient des Grundzustandsübergangs läßt aufgrund seines Fehlers die Möglichkeiten M1 und E2 zu, der des 790,4 keV Übergangs deutet auf reine E2 - Strahlung hin. Diese Ergebnisse unterstützen die Kennzeichnung 2^+ für dieses Niveau. Für die Verzweigungsverhältnisse folgt unter der Annahme reiner E2 Übergänge:

$$\frac{B(E2,2^+(2037,7) \rightarrow 2^+(1324,8))}{B(E2,2^+(2037,7) \rightarrow 0^+(0,0))} = 192 \pm 40$$

Lopac berechnet hierfür den Wert 20, Bushnell et al. geben den Wert 280, Ragaini den Wert 75 an.
Weiter folgt:

$$\frac{B(E2,2^+(2037,7) \rightarrow 4^+(1248,0))}{B(E2,2^+(2037,7) \rightarrow 0^+(0,0))} = 40 \pm 11$$

In den Rechnungen von Lopac ergibt sich dieser Wert zu 130, Ragaini et al. geben 140 an.

Stelson /31/weist als erster darauf hin, daß der Zustand die

Zerfallcharakteristik eines Dreiphononenzustandes zeigt. Die bei dieser Anregungsenergie möglichen Teilchenanregungen können jedoch bewirken, daß der Zustand nicht mehr rein kollektiv ist.

2090,7 keV - Niveau: Im γ- Spektrum von Bushnell et al. ist eine Linie bei 2090,6 keV sichtbar, die entweder als Grundzustandsübergang dieses Niveaus, für das die Kennzeichnung 0^+, 1^+, 2^+ angegeben wird, oder als Übergang vom 2693,2 keV 3^-- Niveau zum ersten angeregten 2^+ Zustand bei 602,4 keV Anregungsenergie gedeutet werden kann. Die Paarlinie dieses Übergangs ist im Konvers ionselektronenspektrum sichtbar, die Abschätzung des Koeffizienten der inneren Paarbildung ergibt: $\Gamma^\pi = (7,1 \pm 4,5)\cdot 10^{-4}$, die theoretischen Werte /5/ liegen bei $\Gamma^\pi(E2,M1) = 2,5\cdot 10^{-4}$, $\Gamma^\pi(E1) = 6,5\cdot 10^{-4}$. Damit wird die von Bushnell et al. getroffene Einordnung zwischen dem 3^-- und dem 2^+- Niveau bestätigt.
Positive Parität für dieses Niveau finden auch die Autoren /33/ (2^+) und /53/ ($1^+,2^+,5^+,6^+$). Der Konversionskoeffizient der intensiven Linie K1488,5, die von allen Autoren als Übergang vom 2090,7 keV - Niveau zum ersten angeregten Zustand interpretiert wird, deutet jedoch auf die Multipolarität E3 hin ($\alpha_K = 1,02\cdot 10^{-3}$, $\alpha_K(\text{exp.}) = (0,9 \pm 0,23)\cdot 10^{-3}$). Dieses Ergebnis erhielten auch Ragaini et al. aus der Berechnung des Konversionskoeffizienten dieses Übergangs nach β^+-Zerfall von ^{124}I. Wenn die Einordnung der 1488,5 keV Linie an dieser Stelle richtig ist, folgt daraus die Kennzeichnung 4^-, 5^- für dieses Niveau. Es war jedoch kein Übergang von einem der bekannten 3^-- Niveaux bei 2293,1 keV und 2693,2 keV im Konversionselektronenspektrum zu beobachten, sodaß diese Kennzeichnung und damit die Einordnung des 1488,5 keV Übergangs an dieser Stelle fraglich werden, es wurde jedoch keine andere Möglichkeit der Einordnung gefunden.
Wegen dieser Unsicherheiten können keine Werte von Spin und Parität für dieses Niveau angegeben werden; da der Zustand jedoch durch einen primären Übergang vom Einfangszustand erreicht wird ($0^+,1^+$), der bei den Paarmessungen beobachtet werden konnte (s. Tab. 4), ist ein niedriger Spinwert wahrscheinlich.

2152,2 keV - Niveau: Der Grundzustandsübergang dieses von Bushnell et al. angegebenen Niveaus ist im Konversionselektronenspektrum sichtbar, nicht jedoch im γ- Spektrum. Ebenfalls wurde der 827,3 keV Übergang zum 1324,8 keV 2^+- Niveau beobachtet, dessen Konversionskoeffizient auf reine E2 - Strahlung hindeutet. Meyer et al. beobachten nach dem β^--Zerfall von ^{124}Sb eine Linie der Energie 2151,2 $\pm$ 0,5 keV, die sie mit Vorbehalt zwischen zwei Niveaux bei 2754,2 keV und 602,7 keV Anregungsenergie einordnen. Aus den theoretischen Konversionskoeffizienten und der Nachweisgrenze 0,1 γ's / 100 NE in den Messungen von Bushnell et al. folgt, daß die Multipolordnung des Übergangs EO oder M4, E5 usw. sein kann. Mit der Multipolarität E2 für den 827,3 keV Übergang bleibt daher für die Kennzeichnung des Niveaus als einzige Möglichkeit 0^+.

Aus dem theoretischen Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für Emission eines EO - Konversionselektrons bzw. eines EO - Elektron - Positron - Paares kann abgeschätzt werden, ob die EO - Paarlinie hätte beobachtet werden müssen. Nach v.Egidy et al. /9/ ist für Z = 52 und E_γ = 2,15 MeV:

$$\frac{T_\pi(EO)}{T_{e^-}(EO)} \lesssim 1$$

woraus für die Intensität der Paare folgt:

$$I_\pi(EO) \lesssim (3,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}/100\ NE$$

Bei symmetrischer Energieaufteilung reicht die PNW des Spektrometers nicht aus, um diese Paarintensität noch beobachten zu können.

Aus den beobachteten Intensitäten können folgende Verzweigungsverhältnisse im Zerfall des Zustandes gewonnen werden:

$$X = \frac{e^2 R_0^4 \rho^2 (0^+(2152,2) - 0^+(0,0))}{B(E2, 0^+(2152,2) - 2^+(1324,8))} = (1,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$$

Im Konversionselektronenspektrum war der 1550 keV Übergang zum ersten angeregten 2^+ - Niveau nicht zu beobachten. Aus den Ergebnissen dieser Arbeit folgt, daß die Multipolordnung

dieses Übergangs E2 sein muß, sodaß mit Hilfe der γ- Intensität von Bushnell et al.

$$\frac{B(E2, 0^+(2152,2) \rightarrow 2^+(1324,8))}{B(E2, 0^+(2152,2) \rightarrow 2^+(602,4))} = 151 \pm 53$$

gefunden wird. Es werden keine EO Übergänge zu den tieferliegenden 0^+- Niveaux bei (1180,7 keV), 1656,3 keV und 1882,0 keV beobachtet. Dies und das Verhältnis der B(E2) - Werte werden verständlich unter der Annahme, daß dieser Zustand eine merkliche Dreiphononen-Komponente besitzt. Im Phononenzahlbild ist der EO - Grundzustandsübergang wegen ΔN ungerade verboten, ebenso der Übergang zum ersten 2^+- Niveau ($\Delta N = 2$). Ebenfalls verboten sind die Übergänge zu den beiden 0^+- Zuständen bei (1180,7 keV) und 1656,2 keV, die offenbar eine Zweiphononenkomponente besitzen, wie für das 1656,3 keV - Niveau schon früher gefordert wurde (s. 1882,0 keV - Niveau). Damit existieren in der Dreiphononengegend des Anregungsspektrums zwei 0^+- Zustände, die sich, wie aus den Verzweigungsverhältnissen ihrer Zerfälle folgt, in die Dreiphononenstärke teilen; es ist denkbar, daß einer der beiden Zustände vorwiegend ein Paarvibrationszustand ist.

Im Anregungsbereich von 2152 keV bis 3100 keV geben die Autoren /36,47,64/ noch 35 weitere Zustände an. Im folgenden werden jedoch nur noch diejenigen Zustände diskutiert, bei denen sich aus der Analyse des Konversionselektronenspektrums eine Präzisierung der Werte für Spin und Parität gegenüber bisherigen Arbeiten oder aber ein Widerspruch ergeben hat.

2181,2 keV - Niveau: Der Grundzustandsübergang sowie der 1579,1 keV - Übergang zum ersten angeregten Zustand sind im Konversionselektronenspektrum sichtbar, ihre Konversionskoeffizienten deuten auf M1, M2, E3 bzw. M1 (E2) hin, sodaß die von Bushnell et al. angegebenen Möglichkeiten $1^\pm$, 2^+ für Spin und Parität auf 1^+ eingeschränkt werden können. Von den Autoren /36,64/ werden γ- Linien bei 856,0 keV bzw. 856,9 keV als Übergang dieses Niveaus zum 2^+- Niveau gedeutet, mit denen die Linie K857,1 identifiziert werden kann.

Der Konversionskoeffizient weist auf M1, (E2) hin, was mit der getroffenen Spinpräzisierung verträglich ist. Unter der Annahme reiner M1 - Strahlung ergeben sich die Verzweigungsverhältnisse:

$$\frac{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 2^{+\prime}(1324,8))}{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 2^+(602,4))} = 0,71 \pm 0,27$$

$$\frac{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 2^{+\prime}(1324,8))}{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 0^+(0,0))} = 3,4 \pm 1,8$$

$$\frac{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 2^+(602,4))}{B(M1,1^+(2181,2) \rightarrow 0^+(0,0))} = 4,8 \pm 1,8$$

Aus dem Spin 1^+ folgt, daß dieser Zustand auf einer Quasiteilchenanregung beruht, die verhältnismäßig rein sein muß, da es beim Phononenzahlmodell in der Dreiphononenregion keinen 1^+- Zustand gibt, der mit einer Quasiteilchenanregung mischen kann. Lopac /81/ berechnet im Modell zweier an einen harmonisch schwingenden Rumpf gekoppelten Protonen den ersten Zustand mit der Kennzeichnung 1^+ bei einer Anregungsenergie von 2,1 MeV, was in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund steht.
Die Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall des Niveaus zeigen jedoch noch gewisse " kollektive " Eigenschaften in dem Sinne, daß Übergänge zu angeregten Zuständen gegenüber dem Grundzustandszerfall begünstigt sind. Der Übergang zum $2^{+\prime}$- Niveau scheint aber gegenüber dem zum 2^+- Niveau nicht begünstigt zu sein, was für den Teilchencharakter des Zustandes spricht.

2224,6 keV - Niveau: Dieses Niveau wird von Ragaini et al. /47/ angegeben, im Niveauschema von Bushnell et al. wird es nicht aufgeführt. Der einzige im Konversionselektronenspektrum beobachtete Übergang, der dieses Niveau entvölkert, ist der 975,6 keV - Übergang zum 1248,0 keV 4^+- Niveau, der auch im (n,γ) - Spektrum zu beobachten ist. Der Konversionskoeffizient deutet auf die Multipolordnung M1 hin. Die Übergänge zu den 2^+- Niveaux bei 602,4 keV und 1324,8 keV Anregungsenergie werden nicht beobachtet. Diese Ergebnisse lassen den

Schluß zu, daß es sich nicht, wie von /47/ angegeben, um ein 2^+- Niveau handelt, sondern daß vielmehr die Bezeichnung 3^+ oder 4^+ zutreffend ist. Dies würde auch die Abwesenheit des Grundzustandszerfalls im γ- Spektrum erklären und steht im Einklang mit der Analyse der Ein- und Zweinukleon - Transferreaktion von Auble et al. /46/, die ebenfalls 3^+, 4^+ angeben.

2322,6 keV - Niveau: Im Konversionselektronenspektrum wurde der 1719,8 keV - Übergang zum ersten angeregten 2^+- Zustand beobachtet. Der Konversionskoeffizient deutet auf die Multipolordnung M1 hin, sodaß die von Bushnell et al. angegebenen Möglichkeiten 0^+, 1^+, 2^+ auf 1^+, 2^+ eingeschränkt werden können.

2454,0 keV - Niveau: Die Zerfälle dieses Niveaus in die 2^+, 4^+ und $2^{+\prime}$- Zustände konnten beobachtet werden. Die beiden letzten werden von Bushnell et al. nicht angegeben, der Konversionskoeffizient des erstgenannten deutet auf die Multipolarität M1, (E2) und damit auf gerade Parität für dieses Niveau hin. Die Bezeichnung 0^+ für dieses Niveau scheidet aus, da Ragaini et al. den Grundzustandsübergang im γ- Spektrum sehen. Der Zerfall zum ersten angeregten 4^+- Zustand weist darauf hin, daß der Spin des Zustandes ≥ 2 ist, sodaß nur die Möglichkeiten 2^+, 3^+ bestehen, wobei 2^+ wahrscheinlicher ist, da in der Messung des Paarspektrums der Primärübergang vom Einfangszustand (0^+, 1^+) beobachtet wurde. Für die Verzweigungsverhältnisse folgt
a) bei Annahme reiner E2 - Übergänge:

$$\frac{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 2^{+\prime}(1324,8))}{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 4^+(1248,0))} = 1,4 \pm 1$$

die Autoren /47/ geben das Verhältnis mit 3,2 an.

$$\frac{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 2^{+\prime}(1324,8))}{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(602,4))} = 2,9 \pm 1,3$$

$$\frac{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 4^+(1248,0))}{B(E2,2^+,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(602,4))} = 2,0 \pm 1,1$$

b) bei Annahme reiner M1 - Übergänge (nur möglich bei 3^+):

$$\frac{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(1324,8))}{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 4^+(1248,0))} = 1,2 \pm 0,9$$

$$\frac{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(1324,8))}{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(602,4))} = 0,94 \pm 0,45$$

$$\frac{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 4^+(1248,0))}{B(M1,3^+(2454,0) \rightarrow 2^+(602,4))} = 0,8 \pm 0,45$$

Aus den Werten für diese Verzweigungsverhältnisse kann kein Schluß auf die Natur des 2454,0 keV - Niveaus gezogen werden. Sollte es Vierphononencharakter besitzen, so sind alle aufgeführten Übergänge im Phononenzahlmodell verboten, die mittleren Werte für die Verzweigungsverhältnisse wären damit verständlich.

2835,0 keV - Niveau: Dieser von Bushnell et al. nicht angegebene Zustand besitzt nach Ragaini et al. den Spin und die Parität 1^-. Der Zustand wird durch einen 1509,1 keV - Übergang zum 2^+- Niveau entvölkert. Der Konversionskoeffizient deutet auf reine E2 - Strahlung. Da in den γ - Spektren /36, 47,64/ kein Grundzustandsübergang zu beobachten war, wird dem Zustand die Kennzeichnung 0^+ gegeben.

2947,3 keV - Niveau: Die Linie K254,4 kann zwischen die Zustände bei 2947,3 keV und 2693,2 keV (3^-) und zwischen 2293,2 keV (3^-) und 2037,7 keV (2^+) eingeordnet werden. Dies würde für den 254,4 keV - Übergang die Multipolarität E1 verlangen, wenn für den Zustand bei 2947,3 keV Anregungsenergie nach Auble et al. /53/ die Kennzeichnung 3^+, 4^+ zutrifft. Der Konversionskoeffizient deutet jedoch auf die Multipolarität M2, E3 hin ($\alpha_K(254,4;E3) = 0,205, \alpha_K(\text{exp.}) = 0,159 \pm 0,06$).
Weiterhin kann als einzige Möglichkeit der Einordnung die Linie K1066,2, die im γ- Spektrum nicht auftritt, zwischen die Zustände bei 2947,3 keV und 1882,0 keV (0^+) Anregungsenergie eingeordnet werden. Diese Befunde deuten darauf hin, daß für das 2947,3 keV - Niveau die Kennzeichnung 0^+ zutref-

fend ist, was auch durch das Fehlen eines γ- Grundzustandsübergangs unterstützt wird.

2988,7 keV - Niveau: Für diesen Zustand geben Bushnell et al. die Kennzeichnung 1^-, 2^-, Ragaini et al. 1^+, 2^+ an. Im Konversionselektronenspektrum erscheint die Linie K1997,3, die zum Übergang vom 2600,4 keV - Niveau (2^+) zum 602,4 keV - Niveau (2^+) gehört und die Multipolarität M1, E 2 haben kann, in Überlagerung mit einer Linie, die man als Paarlinie des Grundzustandsübergangs aus dem 2988,7 keV - Niveau ansehen kann. Nach Abzug des Anteils von K1997,3, wobei das Mischungsverhältnis δ (E2/M1) unbekannt bleibt, kann der Koeffizient der inneren Paarbildung Γ^π abgeschätzt werden: $\Gamma^\pi = (13{,}3 \pm 8)\cdot 10^{-4}$, die theoretischen Werte /5/für E1, E2, M1, M2 - Strahlung liegen bei: $13\cdot 10^{-4}$, $8\cdot 10^{-4}$, $7\cdot 10^{-4}$, $5\cdot 10^{-4}$. Dies ist ein Hinweis darauf, daß der Zustand Spin und Parität 1^- besitzt.
Ebenfalls als Paarlinie ist der Übergang zum 602,4 keV 2^+ - Niveau zu beobachten. Die Abschätzung von Γ^π führt auf $\Gamma^\pi = (6{,}1 \pm 3)\cdot 10^{-4}$, die theoretischen Werte liegen bei $8{,}5\cdot 10^{-4}$, $4\cdot 10^{-4}$, $3{,}5\cdot 10^{-4}$, $2\cdot 10^{-4}$ für E1, E2, M1, M2 - Strahlung. Dies unterstützt die getroffene Spinzuordnung.

3100,8 keV - Niveau: Diesen Zustand geben Bushnell et al. in ihrem Niveauscheme als letzten an. Er wird eingespeist durch einen sehr intensiven Primärübergang, dessen Paarlinie auch in den vorliegenden Messungen beobachtet wurde (s.Abb. 18, P6324). Er zerfällt vorwiegend durch zwei niederenergetische Übergänge mit 112,4 keV und 353,6 keV Übergangsenergie zu den Zuständen bei 2988,9 keV und 2747,1 keV Anregungsenergie.
Der Konversionskoeffizient des 112,4 keV - Übergangs deutet auf reine E2 - Strahlung hin, während das K/L+M - Verhältnis auf E1 oder M1 hinweist (s. Abb.16). Wenn E1 zutreffend wäre, würde dies eine Fehlbestimmung von α_K um einen Faktor 6,4 bedeuten, wenn M1 zutrifft, nur einen Faktor 2, der entweder durch eine zu kleine γ- Intensität oder durch den zu ungenau bekannten Verlauf der Ansprechkurve des Spektrometers bei kleinen Elektronenenergien entstanden sein kann. Aus diesem

Grund wird die Multipolarität E1 ausgeschlossen.
Aus dem K-Konversionskoeffizienten des 353,6 keV - Übergangs kann kein Schluß auf die Multipolarität gezogen werden, da bei dieser Energie die theoretischen Werte für M1- und E2 - Strahlung fast gleich sind (s.Abb.15). Aus dem K/L+M - Verhältnis kann jedoch der Mischungsparameter δ beider Multipolordnungen berechnet werden:

$$\delta(E2/M1) = 0{,}73 \pm {}^{0{,}16}_{0{,}20}$$

Dies bedeutet einen vorwiegend M1 - Charakter des Übergangs.

Der Konversionskoeffizient des 407,9 keV - Übergangs zum 2693,2 keV - Niveau (3^-) deutet ebenfalls auf M1 hin, sodaß durch alle Konversionskoeffizienten der vom 3100,8 keV - Niveau ausgehenden Übergänge die negativen Paritäten der beteiligten Zustände, insbesondere die des 2988,7 KeV - Niveaus (s.o.), bekräftigt werden.

E. Anhang: Das Computerprogramm TRAM.

Bei der Experimenten mit dem Elektronenspektrometer SULEIKA werden üblicherweise kreisrunde Flächenquellen und -targets benutzt, um bei begrenzter Schichtdicke eine möglichst hohe Elektronenintensität zu erzielen. Das Computerprogramm TRAM berechnet den Bruchteil der Zahl der aus einer Flächenquelle in 2π emittierten monoenergetischen Elektronen, die von einem ebenfalls kreisrunden Si(Li) - Halbleiterdetektor in einer Totalabsorptionslinie nachgewiesen werden, nachdem sie vom Magnetfeld des Elektronenleiters über eine gewisse Strecke vom Target zum Detektor geführt wurden. Als unveränderliche Eigenschaften des Spektrometers werden die Rückstreuung von Elektronen aus dem Detektor und der Spiegeleffekt an den Inhomogenitäten des Feldes berücksichtigt, nicht jedoch das Energiestraggling und die Absorption im Quellenmaterial, da sich diese Größen mit der Dicke der Quelle ändern. Bei hinreichend dünnen Quellen und nicht zu kleinen Energien spielt die Absorption noch keine entscheidende Rolle und das Energiestraggling bewirkt lediglich eine Asymmetrie der Totalabsorptionslinie des Detektors. Weiterhin wird im Programm nicht berücksichtigt, daß die Reichweite von Elektronen mit Energien $\gtrsim$ 1200 keV größer als die Drifttiefe (3mm) der verwendeten Detektoren ist und damit die PNW sinkt. Bei Verwendung dickerer Detektoren verschwindet dieser Effekt.

In den Rechnungen wird eine isotrope Emission der Elektronen aus der Quelle vorausgesetzt.

Da die exakten Bewegungsgleichungen eines Elektrons im Magnetfeld der Abb. 2 praktisch nicht lösbar sind, wurde wegen der geringen Inhomogenität bis auf die Berechnung eines Abschneidewinkels durch den Spiegeleffekt eine homogene Feldverteilung angenommen.

Sei x, y, z ein Koordinatensystem, das fest mit dem Spektrometer verbunden ist, wobei die z-Achse mit der Spektrometerachse zusammenfällt und die magnetische Induktion in positive z-Richtung weist. Sei ξ, η, ζ ein gegen das x,y,z-System

um den Winkel γ gedrehtes System, das so gewählt ist, daß der Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ eines mit dem Winkel ϑ gegen die z-Richtung aus dem Punkt $(x_0, 0, 0)$ emittierten Elektrons in der von der ξ und ζ - Achse aufgespannten Ebene liegt und das seinen Ursprung im Punkt $(x_0, 0, 0)$ hat. (s.Abb.I)

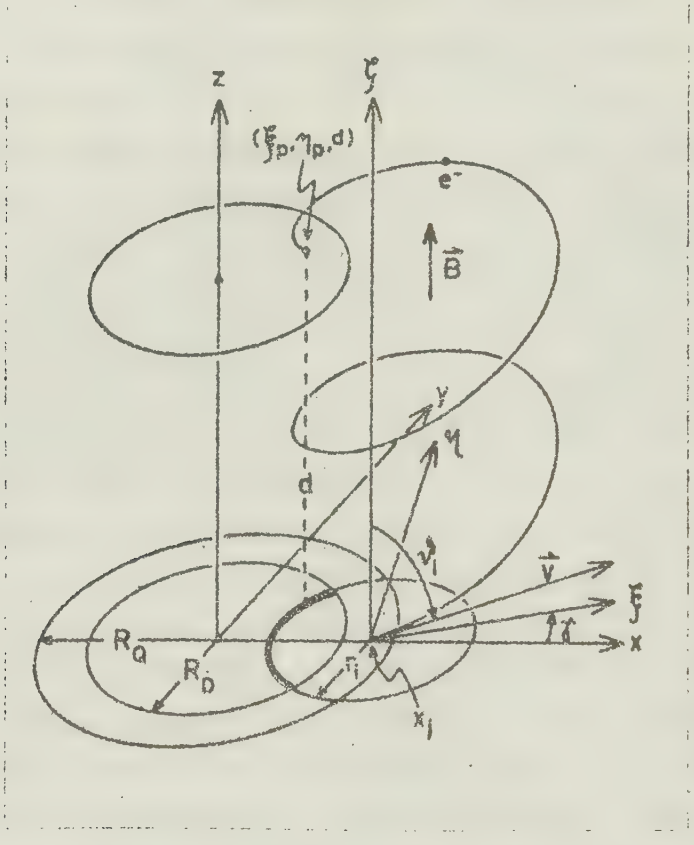


Abb.I. Die Bahn des Elektrons im x,y,z - und ξ, η, ζ - System.

Die Spiralbahn, die ein Elektron im magnetischen Feld beschreibt, läßt sich darstellen durch

$$\xi = A \cdot \sin \omega t$$

$$\eta = A \cdot (1 - \cos \omega t)$$

$$\zeta = |\vec{v}| \cdot \cos \vartheta \cdot t$$

Dabei sind

$$2 \cdot A = \frac{2 \cdot m \cdot \sin\vartheta}{e \cdot B} \cdot c \cdot \left(1 - \frac{m_0^2 c^4}{(E_{kin} + m_0 c^2)^2}\right)^{1/2}$$

der Durchmesser der Spiralbahn und

$$\omega = \frac{e \cdot B}{m}$$

die Kreisfrequenz der Bewegung. Die ξ, η -Koordinaten des Bahnpunktes in der Detektorebene lauten

$$\xi_P = A \cdot \sin\varphi$$

$$\eta_P = A \cdot (1 - \cos\varphi)$$

mit

$$\varphi = \frac{e \cdot B \cdot d}{m \cdot |v| \cdot \cos\vartheta} \quad , \quad \vartheta < 90°$$

(d = Abstand der Quelle vom Detektor). Nach der Berechnung von φ liegt nur noch ein ebenes Problem vor, sodaß die Kordinaten ζ und z im folgenden weggelassen werden können. Die x, y - Koordinaten berechnen sich nach

$$x_P = x_0 + \xi_P \cos\gamma - \eta_P \sin\gamma$$

$$y_P = \xi_P \sin\gamma + \eta_P \cos\gamma$$

Es würde sehr viel Computerzeit kosten, wenn für viele Winkel ϑ, γ und Punkte der Targetfläche die Kordinaten x_p und y_p einzeln berechnet und die Trefferbedingung

$$x_P^2 + y_P^2 \leq R_D^2 \quad ; \quad R_D = \text{Radius des Detektors} \quad (1)$$

abgefragt würde. Durch weitgehende Ausnutzung der Rotationssymmetrie kann das Verfahren verkürzt werden:

1.) Die Quelle wird in Kreisringe der Breite Δx, deren Gesamtaktivität man sich im Punkt (x,0) vereinigt denken kann. Wenn Z die Zahl der pro Zeiteinheit von der Quelle in den Halbraum emittierten Elektronen ist, ist die im Punkt (x,0) vereinigte Aktivität, bezogen auf den Halbraum, gegeben durch

$$Z(x) = \frac{Z}{R_Q^2}(2 \cdot x \cdot \Delta x + \Delta x^2) \quad ; \quad R_Q = \text{Radius der Quelle}$$

2.) Wenn für einen bestimmten Winkel ϑ_i und vorgegebenen x_j die Spiralbahn ohne anzustoßen für alle Winkel γ in das Innenrohr des Spektrometer paßt, d.h.

$$R_V - x_j > 2A_i \qquad (2)$$

(R_V = Radius des Innenrohres des Spektrometers = 2,49 cm), ist der geometrische Ort der Punkte ξ_p, η_p bei Variation des Winkels γ ein Kreis mit dem Radius

$$r_i = A_i(2(1 - \cos\varphi_i))^{1/2}$$

und dem Mittelpunkt im Punkt $(x_j, 0)$. Je nach Lage des Punktes $(x_j, 0)$ verläuft dieser Kreis ("Trefferkreis") eine gewisse Strecke innerhalb der Detektorfläche oder liegt völlig in ihrem Innern oder schneidet den Detektorrand überhaupt nicht. Sei V_{ij} das Verhältnis der Bogenlänge, die innerhalb der Detektorfläche verläuft, zum Umfang $2\pi r_i$. Die Zahl $\Delta Z(x_j, \vartheta_i)$ der vom Punkt $(x_j, 0)$ in das Raumwinkelelement

$$\Delta\Omega = 2\cdot\pi\cdot\sin\vartheta_i\cdot\Delta\vartheta_i$$

emittierten und auf den Detektor treffenden Elektronen berechnet sich dann nach

$$\Delta Z(x_j,\vartheta_i) = V_{ij}\cdot Z(x_j)\cdot\sin\vartheta_i\cdot\Delta\vartheta_i$$

Wie man zeigen kann, lautet die Bedingung dafür, daß der Trefferkreis den Detektorrand schneidet

$$4R_D^2\cdot x_j^2 - (x_j^2 + R_D^2 - r_i^2)^2 > 0 \quad ; \quad x_j \gtrless R_D \qquad (3)$$

Im Falle $x_j + r_i \leq R_D$ (3a) ist die Bedingung verletzt, der Trefferkreis verläuft vollständig innerhalb der Detektorfläche und $V_{ij} = 1$; in allen anderen Fällen, in denen (3) nicht erfüllt ist, ist $V_{ij} = 0$. Wenn (3) erfüllt ist, müssen zur Berechnung von V_{ij} folgende Fallunterscheidungen durchgeführt werden:

$$r_i^2 + x_j^2 - R_D^2 > 0 \Rightarrow V_{ij} = \frac{1}{\pi}\arctan\left\{\frac{(4R_D^2x_j^2 - (x_j^2 + R_D^2 - r_i^2)^2)^{1/2}}{x_j^2 + r_i^2 - R_D^2}\right\}$$

$$r_i^2 + x_j^2 - R_D^2 = 0 \Rightarrow V_{ij} = \frac{1}{2}$$

$$r_i^2 + x_j^2 - R_D^2 < 0 \Rightarrow V_{ij} = 1 + \frac{1}{\pi} \arctan\left\{ \frac{(4R_D^2 x_i^2 - (x_j^2 + R_D^2 - r_i^2)^2)^{1/2}}{x_j^2 + r_i^2 - R_D^2} \right\}$$

Wegen des magnetischen Spiegeleffekts gilt für den Bereich der zugelassenen Winkel ϑ_i (s.z.B./13/)

$$0 \leq \vartheta_i \leq \vartheta_{max} \qquad (4)$$

mit

$$\vartheta_{max} = \arcsin\left\{ \left(\frac{B(z=0)}{B_{max}(0 \leq z \leq d)} \right)^{1/2} \right\}$$

Aus Messungen von Waldschmidt /22/ ist das Verhältnis

$$f(\vartheta) = \frac{\text{Zahl der nicht im Peak nachgewiesenen Elektronen}}{\text{Gesamtzahl der auftreffenden Elektronen}}$$

bekannt und kann durch die Funktion

$$f(\vartheta) = 0{,}18 + 3{,}28 \cdot 10^{-5} \cdot \vartheta^2 + 4{,}1 \cdot 10^{-7} \cdot \vartheta^3 \quad , [\vartheta] = (°)$$

beschrieben werden.
Die Summe aller im Peak nachgewiesenen Elektronen, deren Bahnen die Bedingungen (2) und (4) erfüllen, ist dann gegeben durch

$$Z_1 = \sum_i^{\vartheta_{max}} \sum_j^{R_Q} \frac{Z}{R_Q^2} (2 \cdot x_j \cdot \Delta x + \Delta x^2) \cdot \sin \vartheta_i \cdot \Delta\vartheta (1 - f(\vartheta_i)) \cdot V_{ij}$$

Bei sehr hohen Energien und kleinen Magnetfeldern kann es vorkommen, daß die Bedingung (2) nicht erfüllt ist und die Spiralbahn nicht für alle Winkel γ in das Spektrometerrohr paßt (s.Abb.II, $D_m = 2 \cdot A(\frac{\pi}{2})$). Der erlaubte Bereich $\gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max}$ kann berechnet werden nach

$$\gamma_{min} = \arcsin\left(\frac{x_j^2 + 2 \cdot R_V \cdot A_i - R_V^2}{2 \cdot x_j \cdot A_i} \right)$$

$$\gamma_{max} = \pi - \gamma_{min}$$

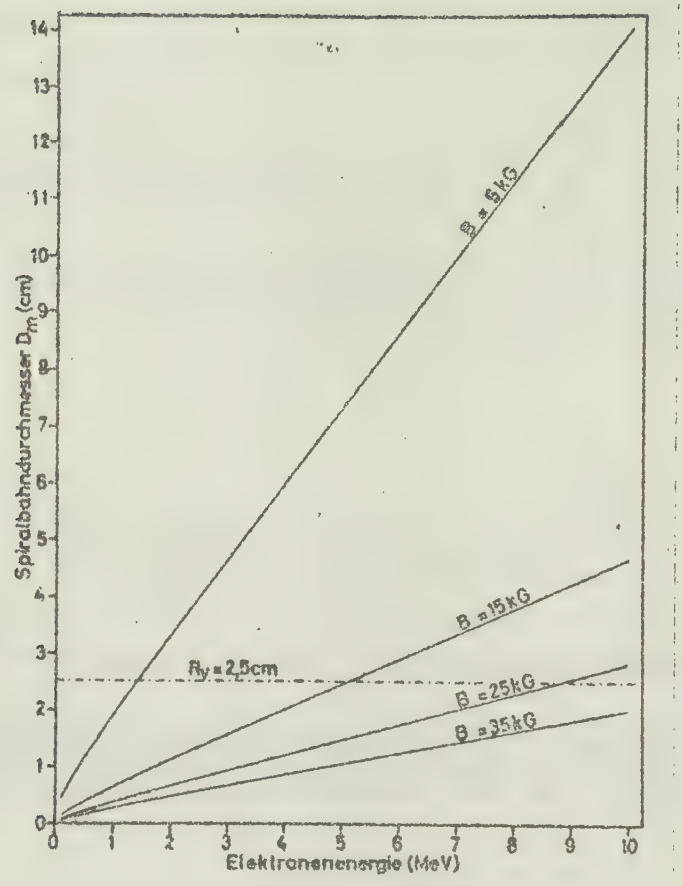


Abb.II. Maximale Spiralbahndurchmesser.

Da der Trefferkreis in diesen Fällen nicht mehr geschlossen ist, durchquert er den Detektor im allgemeinen nicht vollständig, und die Bogenlänge des innerhalb der Detektorfläche verlaufenden Teils kann auf einfache Weise nicht ermittelt werden. Für diese Bahnen wird die Trefferbedingung (1) für jeden erlaubten Winkel γ_K, jedes x_j und ϑ_i einzeln abgefragt. Wie oben erhält man bei Summation über alle Bahnen, die die Trefferbedingung erfüllen

$$Z_2 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sum_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \sum_{i}^{\vartheta_{max}} \sum_{j}^{R_a} \frac{Z}{R_a^2} (2 \cdot x_j \cdot \Delta x + \Delta x^2) \Delta\gamma \cdot \sin\vartheta_i \Delta\vartheta (1 - f(\vartheta_i))$$

Die Peaknachweiswahrscheinlichkeit (PNW) des Spektrometers ist definiert durch

$$PNW = \frac{Z_1 + Z_2}{Z} \cdot \frac{R_a^2}{R_D^2}$$

und ist in den Abb. 6 und 7 dargestellt. In den Rechnungen waren $\Delta\varphi = \Delta\vartheta = 1^{\circ}$, $\Delta x = 0{,}05$ cm, $R_Q = 1$ cm und $R_D = 0{,}592$ cm.

Es muß nochmals betont werden, daß das Programm das Energiestraggling durch das Targetmaterial nicht berücksichtigt, sodaß wegen der daraus resultierenden Asymmetrie der Linie die Definition des Totalabsorptionspeaks problematisch bleibt. Bei der experimentellen Bestimmung der PNW wurden die Linien im Bereich der fünffachen "rechten" Halbwertsbreite ausgewertet, da nur dieser Teil der Linien sich deutlich vom Untergrund abhob. In günstigeren Fällen kann eine Linie noch bedeutend weiter ausgewertet werden, sodaß die in der PNW zwischen Experiment und Theorie bestehende Diskrepanz geringer wird.

Die Rechnungen mit den in der Arbeit erwähnten Computerprogrammen wurden auf der IBM 70/94 des Deutschen Rechenzentrums, auf der IBM 360/91 des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching bei München sowie auf der UNIVAC 1108 des Zentralen Recheninstituts der Universität Frankfurt am Main durchgeführt.

F. Zusammenfassung.

Im ersten Abschnitt der vorliegenden Arbeit werden Aufbau und Eigenschaften eines π - Spektrometers mit supraleitendem Elektronenleiter, SULEIKA, beschrieben. Dabei liegt die Betonung weniger auf technischen Details als auf den für kernphysikalische Messungen wichtigen Kenngrößen wie Peaknachweiswahrscheinlichkeit (Raumwinkel) und Qualität des Spektrometers bei der Spektroskopie von Konversionselektronen nach Neutroneneinfang. Es wird ein Vergleich zwischen existierenden Konversionselektronenspektrometern und dem Spektrometer SULEIKA gezogen.

Der zweite Teil der Arbeit behandelt die Messung und Analyse des Konversionselektronenspektrums der Reaktion $^{123}Te(n,e^-)$ ^{124}Te. Die Untersuchung des Kerns ^{124}Te erschien sowohl von der Größe des Einfangquerschnitts her geeignet als auch von der physikalischen Fragestellung her interessant, da dieses Nuklid im Bereich des Übergangs zwischen sphärischen und statisch deformierten Kernen liegt. Die von den Messungen erfaßten Energien der Konversionselektronen erstreckten sich über den Bereich von 80 keV bis 3 MeV. Es wurden die Konversionskoeffizienten der Übergänge in ^{124}Te bestimmt, wobei die Ergebnisse der Messung der Einfanggammastrahlung von Bushnell et al. /64/ benutzt wurden. Aus ihrer Größe konnte in mehreren Fällen auf die Multipolordnung der Übergänge und auf die Spins und Paritäten der beteiligten Zustände geschlossen werden; für einen Übergang wurde das E2/M1 - Mischungsverhältnis bestimmt.

Mit der Messung des Spektrums der Elektron - Positron - Paare, die durch innere Paarbildung bei Primärübergängen in ^{124}Te entstanden, wurde in Verbindung mit den Konversionselektronenmessungen nach weiteren Anregungszuständen im Energiebereich bis 3,1 MeV gesucht. Zwei mögliche neue Niveaux werden diskutiert.

Die Analyse der Spektren geschah unter besonderer Berücksichtigung der EO - Übergänge, da diese Zerfallsart Informationen liefert, die durch Messung der γ- Strahlung nicht gewonnen werden kann.

Die experimentellen Befunde wurden mit den Voraussagen des Phononenzahlmodells, des Davydov - Modells für sphärische Kerne und des Alaga - Modells verglichen; es wurde in einigen Punkten gute Übereinstimmung festgestellt. Mehrere Zustände, auch mit Spin und Parität 0^+, wurden auf ihren Mehrphononencharakter hin untersucht.
EO - Übergänge können Hinweise auf die Existenz von Paarungszuständen in gg - Kernen sein, einige Übergänge bzw. Zustände in ^{124}Te werden in dieser Hinsicht, wenn auch nur in qualitativer Weise, betrachtet. Leider fehlen hier noch quantitative Beziehungen, die es dem Experimentator gestatten, Ergebnisse der vorliegenden Art zu interpretieren.

Die Messungen erstreckten sich über den Zeitraum von Juli 1970 bis Februar 1972 und erfolgten im Abstand einiger Wochen, wobei die Meßzeiten entsprechend dem Ausbau des Spektrometers stetig verlängert werden konnten. Über erste Ergebnisse wurde schon an anderer Stelle berichtet /89/.

Literaturverzeichnis.

/ 1/ T. v. Egidy, Habilitationsschrift, München 1968

/ 2/ T. v. Egidy, Nuclear Data Tables A7 (1970) 465-476

/ 3/ M. E. Rose, Theory of Internal Conversion, in K. Siegbahns ,ß, - Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, Vol.2, S.887f

/ 4/ E. L. Church, J. Weneser, Phys. Rev. 103 (1956) 1035

/ 5/ R. Wilson, Internal Pair Formation, in K. Siegbahns ,ß, - Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, Vol.2, S. 1557f

/ 6/ K. Siegbahn, ,ß, - Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, Vol.1, S. 79f

/ 7/ B. Hansen, Diplomarbeit, IKF 1971

/ 8/ M. Ishii, Nucl. Instr. & Meth. 93 (1971) 271

/ 9/ D. F. Boneau, zitiert in Ref./ 8/

/10/ J. v. Klinken, K. Wisshak, Nucl. Instr. & Meth. 98 (1972) 1

/11/ C. J. Allan, Nucl. Instr. & Meth. 85 (1970) 181

/12/ G. A. Burginyon, J. S. Greenberg, Nucl. Instr. & Meth. 41 (1966) 109

/13/ B. Klank, A. Ristinen Proceedings of the Vanderbilt Conference, August 1969

/14/ S. B. Burson, P. F. A. Goudsmit, Dissertation von P. F. A. G., Universität Amsterdam 1969, und ANL - 7436, S. 3

/15/ E. B. Shera, M. P. Bedesem, K. J. Casper, Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 1110

/16/ V. Andersen, C. J. Christensen, Nucl. Instr. & Meth. 61 (1968) 77

/17/ P. Osterman, M. Waldschmidt, GSI - Bericht 71 - 1 (1970) 83

/18/ M. Waldschmidt, P. Osterman, Nucl. Instr. & Meth. 89 (1970) 65

/19/ M. Waldschmidt, P. Osterman, Z. Phys. 247 (1971) 153

/20/ M. Waldschmidt, P. Osterman, GSI - Bericht 72 - 3 (1972) 253

/21/ J. Byrne, F. Shaikh, B.E. Bonner, Nucl. Instr. & Meth. 86 (1970) 323

/22/ M. Waldschmidt, S. Wittig, Nucl. Instr. & Meth. 64 (1968) 189 und private Mitteilung

/23/ O. W. B. Schult, W. Kaiser, W. Mampe, T. v. Egidy, Z. Phys. 218 (1969) 95

/24/ W. Mampe, T. v. Egidy, W. Kaiser, K. Schreckenbach, Z. Naturforschung Bd. 26a, Heft 3 (1971) 405

/25/ S. Schumann, Diplomarbeit, IKF 1972

/26/ J. H. Hamilton et al., Nucl. Data 1A (1965) 521

/27/ T. v. Egidy, E. Bieber, Th. W. Elze, Z. Phys. 195 (1966) 489

/28/ J. B. Willet, Nucl. Instr. & Meth. 84 (1970) 157

/29/ G. Knop, W. Paul, Interaction of Electrons, in K. Siegbahns α, β, γ - Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, Vol.1, S. 1f

/30/ W. Michaelis, D. Lange, Nucl. Instr. & Meth. 58 (1968) 349

/31/ P. H. Stelson, Phys. Rev. 157 (1967) 1098

/32/ Z. W. Grabowski, K. S. Krane, R. M. Steffen, Phys. Rev. C, Vol. 3, No. 4 (1971) 1649

/33/ K. R. Baker, . H. Hamilton, A. V. Ramayya, G. Highland, Nucl. Phys. A186 (1972) 493

/34/ J. R. Sites, W. A. Steyert, Nucl. Phys. A156 (1970) 19

/35/ T. Lindqvist, J. Marklund, Nucl. Phys. 4 (1957) 189

/36/ R. A. Meyer, W. B. Walters, R. C. Ragaini, Nucl. Phys. A127 (1969) 595

/37/ I. P. Auer, J. J. Reidy, M. L. Wiedenbeck, Nucl. Phys. A124 (1969) 199

/38/ B. K. Patnaik, S. Iha, T. E. Fessler, Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966) 395

/39/ B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskii, Nucl. Phys. 6 (1958) 655

/40/ M. R. Meder, F. E. Durham, Nucl. Phys. A97 (1967) 78

/41/ M. Neumann, K. H. Lauterjung, Z. Phys. 199 (1967) 8

/42/ D. H. White, D. J. Groves, Nucl. Phys. A91 (1967) 453

/43/ Z. T. Zhelev, N. G. Saiceva, S. S. Sabirov, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 35 (1971) 43

/44/ S. P. Sud, P. N. Trehan, J. Phys. Soc. Jap. 29 (1970) 827

/45/ D. L. Bushnell, M. A. Shaikh, Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966) 459

/46/ J. Ruan, H. Inoue, J. Phys. Soc. Jap. 23 (1967) 481

/47/ R. C. Ragaini, W. B. Walters, R. A. Meyer, Phys. Rev. 187 (1969) 1721

/48/ S. K. Bhattacherjee, J. B. Bowman, E. N. Kaufmann, Phys. Lett. 24B (1967) 651

/49/ J. Murray, T. A. McMath, W. H. Brooker, J. A. Cameron, Can. J. Phys. 45 (1967) 1600

/50/ R. A. Warner, J. E. Draper, Phys. Rev. C, Vol.1, No 3, (1970) 1069

/51/ M. N. Rao, P. H. Stelson, R. L. Robinson, J. L. C. Ford,Jr., Nucl. Phys. A147 (1970) 1

/52/ P. R. Christensen, G. Løvhøiden, J. Rasmussen, Nucl. Phys. A149 (1970) 302

/53/ R. L. Auble, J. B. Ball, Nucl. Phys. A179 (1972) 353

/54/ G. M. Temmer, N. P. Heydenburg, Phys. Rev. 104 (1956) 967

/55/ J. A. Cookson, W. Darcey, Nucl. Phys. 62 (1965) 326

/56/ G. Løvhøiden, B. Skaali, P. R. Christensen, Phys. Lett. 34B (1971) 125

/57/ I. Bergström, C. J. Herrlander, A. Kerek, A. Luukko, Nucl. Phys. A133 (1969) 99

/58/ P. Carlé, A.Kerek, Annual Rep. 1970, Research Institute for Physics, Stockholm, S. 24

/59/ R. F. Leonard, W. M. Stewart, N. Baron, Phys. Rev. 162 (1967) 1125

/60/ A. M. Kleinfeld, G. Kraft, Bull. Am. Phys. Soc. 16 (1971) 643

/61/ A. Luukk , A. Kerek, I. Rezanka, C. J. Herrlander, Nucl. Phys. A135 (1969) 49

/62/ M. Schumacher, Phys. Rev. 171 (1968) 1279

/63/ L. V. Groshev, A. M. Demidov, N. Shadiev, Sov. J. Nucl Phys. 4 (1967) 172

/64/ D. L. Bushnell, R. P. Chaturvedi, F. K. Smither, Phys. Rev. 179 (1969) 1113

/65/ O. Zehender, BMwF - FBK 67-20

/66/ L. V. Groshev, J. N. Panin, V. I. Pelekhov, Leningrad Konferens 1970, S. 74

/67/ E. Marshalek, L. W. Person, R. K. Sheline, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 108

/68/ G. Scharff - Goldhaber, J. Weneser, P ys. Rev. 98 (1955) 212

/69/ R. K. Girgis, R. v. Lieshout, Physica 25 (1959) 133

/70/ R. S. Raghavan, Z. W. Grabowski, R. M. Steffen, Phys. Rev. 139 (1965) 1

/71/ H. Paul, Phys. Rev. 121 (1961) 1175

/72/ M. J. Glaubman, J. D. Oberholtzer, Phys. Rev. 135B (1964) 1313

/73/ L. Dorikens - Vanpraet, J. Demuynck, M. Dorikens, Nucl. Phys. 73 (1965) 539

/74/ A. S. Davydov, G. F. Filippov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237

/75/ A. S. Davydov, V. S. Rostovsky, Nucl. Phys. 12 (1959) 58

/76/ A. S. Davydov, V. S. Rostovsky, A. A. Chaban, Nucl. Phys. 27 (1961) 134

/77/ A. S. Davydov, V. S. Rostovsky, Nucl. Phys. 60 (1964) 529

/78/ A. S. Davydov, A. A. Chaban, Nucl. Phys. 20 (1960) 499

/79/ J. P. Davidson, Collective Models of the Nucleus, Academic Press, N. Y. and London 1968, S. 14

/80/ D. A. Arseniev, A. Sobiczewski, V. G. Soloviev, Nucl. Phys. A126 (1969) 15

/81/ V. Lopac, IRB - TP - 1 - 70, Zagreb 1970

/82/ L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853

/83/ P. H. Stelson, L. Grodzins, Nucl. Data, Vol. 1 (1965) 31

/84/ B. Sørensen, Nucl. Phys. A134 (1969) 1

/85/ D. A. Bell, C. E. Aveledo, M. G. Davidson, J. P. Davidson, Can. J. Phys. 48 (1970) 2542

/86/ J. O. Rasmussen, Nucl. Phys. 19 (1960) 85

/87/ A. S. Reiner, Nucl. Phys. 27 (1961) 115

/88/ J. P. Davidson, Nucl. Phys. 86 (1966) 561

/89/ P. Osterman, M. Waldschmidt, Verh. d. DPG 6 (1971) 177

/90/ C. M. Davisson, in K. Siegbahns α, β, γ - Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, S.827f

/91/ E. E. Senftle et al., Nucl. Instr. & Meth. 93 (1971) 425

/92/ D. Duffey, A. El-Kady, F. E. Senftle, Nucl. Instr. & Meth. 80 (1970) 149

/93/ R. S. Hager, E. C. Seltzer, Nucl. Data A4 (1968) 80

/94/ C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, Table of Isotopes, 6th edition, John Wiley & Sons, N.Y. 1967

/95/ L. V. Groshev, G. A. Bartholomev et al., Nucl. Data A5 (1968) 102,140

/96/ T. v. Egidy, W. Mampe, B. Olma, W. Kaiser, Z. Phys. 236 (1970) 440

/97/ K. Kumar, M. Baranger, Nucl. Phys. A122 (1968) 273 und Zitate dort.

/98/ G. Gneuss, U. Mosel, W. Greiner, Phys. Lett. 30B (1969) 397
G. Gneuss, U. Mosel, W. Greiner, Phys. Lett. 31B (1970) 269
G. Gneuss, private Mitteilung.

Danksagung.

Herrn Prof. Dr. E. Schopper, dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt a.Main, danke ich für die Förderung und das Interesse an dieser Arbeit.

Initiator und Mitarbeiter beim Aufbau des Spektrometers SULEIKA war Herr Dr. M. Waldschmidt, der viele Ideen zur Ausgestaltung des Spektrometers beigetragen und selbst verwirklicht hat. Für diese Hilfe fühle ich mich ihm sehr zu Dank verpflichtet.

Für hilfreiche Diskussionen und Anregungen zur Interpretation der experimentellen Daten danke ich Herrn Prof. Dr. K. Stelzer sehr herzlich.

Mein Dank gilt im besonderen Maße der Leitung der Reaktorstation Garching bei München, Herrn Dr. Köster und Herrn Dr. Alzmann, sowie allen Mitarbeitern des technischen Stabes, die durch ihr Entgegenkommen und ihre Unterstützung die Messungen am FRM ermöglicht und zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Herr Dr. T. v.Egidy, Physik Department der Technischen Universität München, war stets bereit, die Arbeit mit wertvollen Hinweisen zu unterstützen. Ich möchte ihm hierfür vielmals danken.

Den Mitarbeitern der Firma Siemens, die die Spule und den Kryostaten des Spektrometers nach unseren Wünschen herstellten, möchte ich für die gute Zusammenarbeit meinen Dank aussprechen.

Ich danke allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik, die zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung m. b. H., Wixhausen, unterstützte die Arbeit mit Personal - und Sachmitteln.

L e b e n s l a u f

Am 18.5.1944 wurde ich als Sohn der Eheleute Dr. Stanislaus Osterman und Maria Osterman geb. Müller in Friedberg/H. geboren. Mein erstes Lebensjahr verbrachte ich in dem oberhessischen Dorf Wohnbach, nach dem Krieg zogen meine Eltern mit mir nach Frankfurt a.M.-Heddernheim, wo wir bis 1962 wohnten.
In den Jahren 1950 - 1954 besuchte ich die Heddernheimer Volksschule und wechselte dann auf das Ziehen-Realgynmasium über, an dem ich 1963 das Abitur ablegte.
Kurz vor dem Ende meiner Schulzeit zogen meine Eltern und ich nach Frankfurt a.M.-Eschersheim, wo ich auch jetzt noch wohne.

Im Sommersemester 1963 nahm ich an der Universität Frankfurt a.M. das Studium der Physik auf und bestand 1965 die Vordiplomprüfung. Ich begann im Herbst 1966 im Institut für Kernphysik in Frankfurt a.M. mit der Anfertigung einer Diplomarbeit, sie hatte das Thema: Untersuchung der Reaktionen $^{79}Br(p,n)^{79m}Kr$ und $^{81}Br(p,n)^{81m}Kr$ mit einem rotierenden Target. Die Diplomhauptprüfung legte ich im Herbst 1968 ab. Anschließend begann ich ebenfalls im Institut für Kernphysik mit der Dissertationsarbeit. Zur Durchführung des experimentellen Teils der Arbeit am Forschungsreaktor München zog ich im Frühjahr 1970 für 9 Monate nach Eching, Landkreis Freising.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren: Moufang, Behrens, Martienssen, Royen, Süßmann, Bilz, Münster, Schopper, Greiner, Bass, Stelzer.